



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA  
CAMPO DE CONOCIMIENTO EN GEOFÍSICA DE LA TIERRA SÓLIDA

“ ESTUDIO GEODINÁMICO DE LA INTERACCIÓN ENTRE LAS PLACAS  
SUBDUCIDAS Y EL MANTO INFERIOR, CON APLICACIÓN PARA LA ZONA DE  
SUBDUCCIÓN MEXICANA ”

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
MAESTRO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PRESENTA:

ERIKA JESSENIA MORENO

TUTOR:

DR. VLAD C. MANEA

(Centro de Geociencias)

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:

Dra. Xyoli Pérez (Instituto de Geofísica)  
Dr. Luca Ferrari Pedraglio (Centro de Geociencias)  
Dr. Allen Husker (Instituto de Geofísica)  
Dr. Vladimir Kostoglodov (Instituto de Geofísica)

Juriquilla, Querétaro

Enero de 2018



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## *Dedicatoria*

*A la memoria de mi amigo, padre, abuelo y el amor de mi vida quién con su amor y dedicación me guío por el camino de la ciencia. Siempre llevo conmigo cada una de sus enseñanzas. Aunque la vida no le permitió seguir compartiendo la realización de mis sueños, sé que se encuentra conmigo en cada nuevo paso que doy.*

*A mi madre y bisabuela Margarita García Hernández; por su gran amor y apoyo al emprender cada nueva etapa de mi vida.*

*Ustedes dos fueron el reflejo de que un gesto de amabilidad puede cambiar el destino de una persona y hoy agradezco a la vida por haberlos puesto en mi camino.*

*A mi adorados hermanos; mi motivación más grande en mi lucha de convertirme en una mejor persona de la que se puedan sentir orgullosos.*

# *Agradecimientos*

*Un gran y especial agradecimiento a mi tutor el Dr. Vlad Manea por permitirme ser parte de esta maravillosa experiencia. Gracias a su amabilidad, enseñanzas, herramientas para mi proyecto de grado y la libertad que me ofreció durante estos dos años, hoy termino profundamente enamorada de la geodinámica.*

*A Carlos Alberto Vasquéz, María Pureza Moreno y el Dr. César Minoli por creer en mí y apoyarme en mi viaje a México. Ustedes me permitieron iniciar este enriquecedor proceso.*

*A mi compañero sentimental Elkin Adrián Calderón por su paciencia, dedicación y apoyo en aquellos momentos en los que mi voluntad flaqueaba. Sus palabras me llenaban de valor para levantarme cada día con ganas de seguir luchando por mis sueños. Por estar a mi lado en los buenos y malos momentos de mi vida y por su ayuda académica, brindándome sugerencias que me permitieron desarrollar los aspectos teóricos de mi tesis. Admiro su gran inteligencia y no deja de sorprenderme día a día*

*Agradezco a Gloria Paez y a toda su familia, sus mensajes de apoyo desde Colombia, me llenaban de fortaleza. Gracias por escucharme en mis momentos de debilidad y por cuidar de mis seres queridos durante mi estancia en México.*

*Un especial agradecimiento a Cristian Felipe Ramírez y Jorge Castaño por sus hermosos gestos de amabilidad durante mis primeros seis meses en México, ustedes dos fueron la manifestación de las oraciones de mi abuela y desde lo más profundo de mi corazón agradezco tanta ayuda prestada. Agradezco igualmente a mis compañeros de hogar Miguel Caldas y Julián Gomez por sus cuidados y apoyo. Ustedes cuatro fueron mi segunda familia en México, los quiero con el alma.*

*Un profundo agradecimiento a mis compañeros de cubículo los cuales me acogieron con tanto cariño, especialmente a Gabriela Contreras, Aurea Gonzales, Juan Carlos Castillo Reynoso, Alma Lagunas y Adolfo Pacheco. Compartir conocimientos de geología, biología, física y la cultura mexicana fue una experiencia muy enriquecedora. Siempre los llevare en mi corazón*

*Agradezco a todos los doctores que durante un año de clases me compartieron sus conocimientos y fueron comprensivos con mi área de formación. Agradezco a el Dr. Roberto Molina y el Dr. Mariano Cerca quienes fueron fuente de mi motivación en Ciencias de la Tierra y que se llevaron mi gran admiración como científicos y personas. Especialmente agradezco al Dr. Luca Ferrari y el Dr. Ángel Nieto quienes me acompañaron durante mi proceso de tesis cada semestre, aportándome ideas en el desarrollo de mi trabajo de investigación.*

*Agradezco a los técnicos de LAVIS (Laboratorio Nacional de Visualización Científica*



*Avanzada) por el soporte brindado para la realización de este trabajo de investigación, la cual contó con el apoyo de Luis Alberto Aguilar, Alejandro de León Cuevas y Carlos Sair Flores Bautista*

*Y finalmente agradezco a la Universidad Nacional Autónoma de México, el Centro de Geociencias sede Juriquilla y Conacyt, por el permitirme ser parte de tan prestigiosa universidad y poder culminar mi proceso de maestría.*

---

# Índice general

---

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Fundamentos Teóricos</b>	<b>6</b>
2.1. Ecuaciones y Modelo Numérico . . . . .	7
2.1.1. Ecuaciones de Navier-Stokes . . . . .	7
2.1.1.1. Ecuación de conservación de masa . . . . .	7
2.1.1.2. Ecuación de conservación del momento . . . . .	8
2.1.1.3. Ecuación de conservación de la energía . . . . .	10
2.1.2. Ecuaciones de Navier-Stokes en Geodinámica . . . . .	11
2.1.3. Condiciones iniciales y de Frontera . . . . .	14
2.1.4. Método numérico . . . . .	15
2.1.4.1. Método de elementos finitos . . . . .	15
2.1.4.2. Formulación Débil . . . . .	16
2.1.4.3. Formulación de Galerkin Petrov de streamline-upwind (SUPG) de la ecuación de energía . . . . .	18
2.2. Características del manto y de la placa subductante . . . . .	19
2.2.1. Reología . . . . .	19
2.2.2. Número de Rayleigh y su relación con la convección del manto	22
2.2.3. Transiciones de fase y Pendiente Clapeyron . . . . .	23
2.2.4. Evolución de la placa subducida y su interacción con el manto inferior . . . . .	25
2.2.4.1. Efectos reológicos secundarios . . . . .	28
<b>3. Metodología</b>	<b>30</b>
3.0.1. Citcoms . . . . .	30
3.0.1.1. Paralelización . . . . .	32
3.0.2. Modelo Inicial . . . . .	33
3.0.3. División del estudio realizado . . . . .	39
3.0.4. Parámetros modelados . . . . .	40
3.0.4.1. Cambios de fase . . . . .	40
3.0.4.2. Pendiente de Clapeyron . . . . .	40

---

---

3.0.4.3. Viscosidad . . . . .	41
<b>4. Zona de subducción mexicana</b>	<b>42</b>
4.0.0.1. Interacción de la placa Cocos con la zona de transición y el manto inferior . . . . .	47
<b>5. Resultados y Discusión</b>	<b>51</b>
5.0.0.1. Influencia de la viscosidad en el hundimiento de la Placa Cocos en el manto inferior . . . . .	52
5.0.0.2. Influencia de las transiciones de fase de 410 km y 660 km en el hundimiento de la placa Cocos en el manto inferior . . . . .	59
5.0.0.3. Influencia de la velocidad de la placa Cocos en la interacción con la zona de transición y el manto inferior	74
5.0.0.4. Influencia del canal de baja viscosidad . . . . .	78
5.0.1. Modelo Final . . . . .	81
5.0.2. Limitaciones de lo resultados obtenidos . . . . .	83
5.0.3. Comparación entre los modelos generados en este estudio y modelos de otros estudios . . . . .	85
<b>6. Conclusiones</b>	<b>89</b>

---

# Índice de figuras

1.1.	Interacción de la placa con las transiciones de fase de 410 km y 660 km. Modificado de Billen (2008)	1
2.1.	Conservación de la masa	7
2.2.	Descripción de las condiciones de frontera en dos dimensiones. Modificado de Torii y Yoshioka, 2007	15
2.3.	La velocidad de deformación y el esfuerzo asociados con el rebote postglacial $\dot{\epsilon}_r$ y $\sigma_r$ , respectivamente con respecto a la velocidad de deformación y al esfuerzo asociados con la convección del manto $\dot{\epsilon}_m$ y $\sigma_m$ , respectivamente para (a) una reología lineal y (b) una reología cúbica. Tomado de Shubert G y Turcotte (2002)	21
2.4.	Reología de la placa y del manto. Se muestran los principales mecanismos de deformación que afectan la placa y la reología del manto: fluencia por dislocación y por difusión, reducción del tamaño de grano, fronteras del cambio de fase, temperatura, contenido de agua y composición. Tomado de Billen (2008)	22
2.5.	Proporción de varios minerales como función de la profundidad para el modelo composicional de pirolitas del manto superior. Opx=orthopyroxeno, Cpx=clinopyroxeno, Gt=granate, Maj= Majorita. Tomado de Chirstensen, (1995).	23
2.6.	Curva de Clapeyron separando dos fases del mismo material. Tomado de Turcotte y Schubert (1982)	24
2.7.	Ilustración de fuerzas que actúan en la placa, las fuerzas que incluyen flotabilidad negativa causada por anomalías térmicas de una placa fría y un cambio de fase elevado a 410 km. Las fuerzas de resistencia como el acoplamiento de la placa, el cizallamiento viscoso y la flotabilidad positiva (menor densidad) debido a la fase deprimida a 660 km, ver Figura 2.8. Tomado de Billen, (2008)	26
2.8.	Estructura térmica de una litosfera descendiendo incluyendo los límites de la transición olivino-espinel y espinel-óxidos. Las líneas delgadas representan las isothermas, notese la elevación que existe en el cambio de fase olivino-espinel y la depresión en la transición espinel-óxidos. (Tomado de Turcotte y Schubert,1982)	27
3.1.	Representación del elemento con sus nodos de velocidad y presión	31
3.2.	Descomposición en 3D de la malla en Citcoms para la descomposición de computación en paralelo. Tomado de Zhong et al. 2000	31

---

3.3.	Numeración global de elementos. Izquierda: La numeración del nodo global comienza en la base de la flecha A ( $\theta_{min}, \phi_{min}, z_{inner}$ ) y avanza de 1 en la base, hasta el nodo $z$ en la punta. Al llegar a la punta, la numeración continúa desde la base de la flecha B ( $nodo + 1$ ) hasta su punta (2 nodos), y así sucesivamente para todos los nodos en el plano $\phi = \phi_{min}$ . Derecha: Después de completar cada plano de $z\theta$ , el índice $\phi$ se incrementa y la numeración comienza desde ( $\theta_{min}, z_{inner}$ ) como a la izquierda. Tomada de Eh Tan et al., (2014), Citcoms . . . . .	32
3.4.	Ejemplo de Numeración para un dominio dividido en 16 elementos . . . . .	32
3.5.	Ejemplo de división del dominio en bloques. Tomado de Vargas (2010) . . . . .	33
3.6.	Dimensiones del modelo y la zona de estudio enfocada a la región donde Cocos presenta subducción plana. Las dimensiones son escogidas de esta forma debido a la condiciones de frontera reflejantes. Arriba a la izquierda, la zona de estudio en color blanco, tomado de Manea et al. (2013). Arriba a la izquierda las dimensiones del modelo en superficie. Abajo se representa las dimensiones del modelo en radianes, la placa continental tiene una edad de 70 Ma y la placa oceánica 15 Ma. . . . .	34
3.7.	La dirección latitudinal poseerá la mayor cantidad de nodos por lo tanto se usaron 8 procesadores en esta dirección, la dirección latitudinal 4 procesadores y el dirección radial 2 procesadores. . . . .	35
3.8.	Capas que componen el dominio de estudio . . . . .	35
3.9.	Canal de baja viscosidad que permite generar la subducción . . . . .	36
3.10.	A la derecha se observa la distribución de viscosidad y la izquierda la distribución de temperatura para la placa Cocos y Norteamérica . . . . .	36
3.11.	trazadores rastreadores de la placa en subducción . . . . .	36
3.12.	Modelo A inicial, con una velocidad de placa continental de 7 cm/año y una velocidad variable de frontera inferior de $-12.34$ cm/año, numérica y adimensionalmente este valor corresponde a $-25000$ . El modelo se construyó con 500 pasos, es decir durante 40 M.a. . . . .	37
3.13.	Modelo B inicial, con una velocidad de placa continental de 5 cm/año y una velocidad variable de frontera inferior de $-2.46$ cm/año, numérica y adimensionalmente este valor corresponde a $-5000$ . El modelo se construyó con 500 pasos de tiempo numéricos; es decir, durante 40 M.a. . . . .	37
3.14.	Arriba se identifica el modelo inicial A, el cual fue obtenido en un tiempo geológico de 21 Ma y abajo el modelo inicial B, con 300 pasos de tiempo con tiempo geológico de 10 M.a. El Modelo B fue escogido hasta el paso 300, ya que lo que se buscaba con los modelos iniciales era alcanzar el manto superior . . . . .	38
3.15.	Tomografía sísmica obtenida de Gorbатов y Fukao, (2005), los resultados finales son comparados con esta tomografía y se escogerán los que mejor se aproximen a su geometría . . . . .	38
4.1.	Profundidades de las placas Rivera y Cocos de acuerdo con los resultados de las funciones receptoras y la tomografía de los experimentos MARS [Yang et al., 2009], MASE [Pérez-Campos et al., 2008] y VEOX [Melgar y Pérez-Campos, 2011]. La línea punteada representa el borde truncado de la placas. El área naranja representa FMVB. Tomado de Ferrari et al. (2011) . . . . .	43

4.2.	Tomografía sísmica para el centro de México, donde no se identifica el hundimiento de la placa Cocos en 660 km. Los colores representan el porcentaje de perturbación de la velocidad de onda P con respecto al modelos iasp91 [Kennet y Engdhal, 1991]. Los puntos de la grilla positivos están marcados con el signo positivo y los puntos negativos están marcados con cruces. La distancia horizontal es desde Acapulco y se extiende hacia el interior. Tomado de Husker y Davis (2009) . . . . .	44
4.3.	Vista dirigida hacia el noroeste mostrando el efecto del aplanamiento de la placa y el posterior retroceso en el control del . Las brechas volcánicas serían generadas por la compresión del manto durante el aplanamiento de la placa y la creación de cuñas frías. Tomado de Manea et al. (2013) . . . . .	45
4.4.	Edad de la subducción de Centroamérica, Arriba: estado actual. Abajo edades paleo-oceánicas durante los últimos 60 Ma. La escala a izquierda representan las distribuciones de edades, siendo más antiguas las partes que se encuentran en color azul. Las flechas negras indican la velocidad absoluta y dirección de la placa. Las regiones grises representan la corteza no oceánica incluyendo corteza continental, arcos volcánicos y mesetas oceánicas. Las delgadas líneas negras representan los límites de las placas. La delgada línea negra con círculos rojos denota el borde de la trinchera y cada círculo rojo marca la distancia a lo largo de ella separados entre sí, cada 500 km. El pequeño gráfico de izquierda es un perfil de edad de litosfera subductora a lo largo del límite de la trinchera. Las partes azules y verdes representa la evolución de corteza oceánica muy antigua. Tomado de Sdrolias y Müller (2006). . . . .	46
4.5.	Secciones de imágenes de la placa Cocos. Arriba, a la izquierda, imágenes de la parte norte del arco de América Central a lo largo de los perfiles A-E. Abajo, a la derecha imágenes a lo largo de la parte central del arco de América Central a lo largo de los perfiles F-J. Tomado de Fukao y Obayashi (2013) . . . . .	48
4.6.	Secciones de imágenes de la placa del Pacífico. Arriba perfiles a lo largo del Sur de Bonin en los perfiles A-E, abajo-derecho perfiles a lo largo del arco de Mariana del norte en los perfiles F-J. Esta figura representa una placa de litosfera subductante vieja estancada en 660 km. Tomada de Fukao y Obayashi, (2013) . . . . .	49
5.1.	Temperatura y viscosidad del modelo A1, para una distribución de viscosidad de 100, 1, 2, 0.1, 5. El modelo evoluciona durante 500 pasos de tiempo numérico, partiendo de 40 M.a. El tiempo geológico transcurrido es de 22 M.a. La velocidad de la placa oceánica es de 7 cm/año y las placa continental junto con la trinchera están en reposo. . . . .	53
5.2.	Temperatura y viscosidad de los modelos A2,A3 y A4, evolucionando a partir de 40 M.a. en 500 pasos de tiempo numérico. Los modelos A1 y A2 se logran hundir con en el manto inferior con una geometría de placa consistente a diferencia del modelo A3 que alcanza dificultosamente el manto inferior con una forma de placa inconsistente. La velocidad de la placa oceánica es de 7 cm/año y las placa continental junto con la trinchera están en reposo. La edad de la placa continental es de 70 Ma y de la placa oceánica es de 15 Ma. El tiempo de evolución geodinámica para el A2: 20 M.a., para el A3: 2.6. Ma y para A4: 3.0. Ma . . . . .	54

5.3.	Temperatura y viscosidad de los modelos A1 y A2 comparados con la tomografía sísmica de Gorbатов y Fukao (2005), se identifica la subducción plana de la placa lo que es consistente con la subducción plana de Cocos debajo de Norteamérica. La velocidad de la placa oceánica es de 7 cm/año y las placa continental junto con la trinchera están en reposo. La edad de la placa continental es de 70 Ma y de la placa oceánica es de 15 Ma. . . . .	55
5.4.	Temperatura y viscosidad del Modelo B1, para una distribución de viscosidad de $(100, 1, 2, 0.1, 5) * 10^{21}$ Pas. El modelo evoluciona durante 500 pasos de tiempo, partiendo de 40 M.a. El tiempo geológico transcurrido es de 31.52 M.a., La velocidad de la placa oceánica es de 7 cm/año y las placa continental junto con la trinchera están en reposo. La edad de la placa continental es de 70 Ma y de la placa oceánica es de 15 Ma. . . . .	56
5.5.	Temperatura y viscosidad de los modelos B2 y B3 evoluciona durante 500 pasos de tiempo numérico, solo se exponen los modelos que logran hundirse en el manto inferior con una geometría no tan deformada. La velocidad de la placa oceánica es de 7 cm/año y las placa continental junto con la trinchera están en reposo. La edad de la placa continental es de 70 Ma y de la placa oceánica es de 15 Ma. . . . .	57
5.6.	Temperatura y viscosidad de los Modelos B1 y B2 comparados con la tomografía sísmica de Gorbатов y Fukao (2005). Se identifica la subducción plana de la placa lo que es consistente con la subducción plana de Cocos debajo de Norteamérica. La velocidad de la placa oceánica es de 7 cm/año y las placa continental junto con la trinchera están en reposo. La edad de la placa continental es de 70 Ma y de la placa oceánica es de 15 Ma. . . . .	58
5.7.	Temperatura y viscosidad derivados del modelo A1 con viscosidades de: $(100, 1, 2, 0.1, 5) * 10^{21}$ Pas, incorporando una pendiente de Clapeyron de 3.5 MPa/K para el la discontinuidad de 410 km y $-4.4$ MPa/K para la discontinuidad de 660 km . . . . .	60
5.8.	Temperatura y viscosidad derivados del modelo A1 con viscosidades de: $(100, 1, 2, 0.1, 5) * 10^{21}$ Pas incorporando una pendiente de Clapeyron de 3.5 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y $-4.4$ MPa/K para la discontinuidad de 660 km . . . . .	61
5.9.	Comparación entre gráfica de temperatura y viscosidad derivados del modelo A1 con viscosidades de: $(100, 1, 2, 0.1, 5) *$ sin transición de fase (izquierda) con gráfica del modelo A1 incorporando una pendiente de Clapeyron de 3.5 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y $-4.4$ MPa/K para la discontinuidad de 660 km (derecha), así como con el modelo de Gorbатов y Fukao (2005) . . . . .	62
5.10.	Temperatura y viscosidad para el modelo B2 con viscosidades de: $(100, 1, 5, 0.1, 10) * 10^{21}$ Pas, incorporando una pendiente de Clapeyron de 3.5 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y $-4.4$ MPa/K para la discontinuidad de 660 km . . . . .	63

5.11. Temperatura y viscosidad para el modelo A1 (arriba) con una distribución de viscosidades de:  $(100, 1, 2, 0.1, 5) * 10^{21}$  Pas; modelo A2 (centro) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 10) * 10^{21}$  Pas; modelo A3 (abajo) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 20) * 10^{21}$  Pas. Incorporando una pendiente de Clapeyron de 2.5 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-0.5$  MPa/K para la discontinuidad de 660 km. A la derecha se encuentra la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005). El tiempo final de simulación para A1 es de 15.3 M.a., para A2 es de 13.29 M.a. y para A3 es de 6 M.a. . . . . . 64

5.12. Temperatura y viscosidad para el modelo B1 (arriba) con una distribución de viscosidades de  $(100, 1, 2, 0.1, 5) * 10^{21}$  Pas; modelo B2 (centro) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 10) * 10^{21}$  Pas; modelo B3 (abajo) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 20) * 10^{21}$  Pas. Incorporando una pendiente de Clapeyron de 2.5 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-0.5$  MPa/K para la discontinuidad de 660 km. A la derecha se encuentra la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005). El tiempo final de simulación para B1 es 20.4 M.a., para B2 es de 18 M.a. y para B3 es de 8 M.a.. . . . . 65

5.13. Temperatura y viscosidad para el modelo A1 (arriba) con una distribución de viscosidades de:  $(100, 1, 2, 0.1, 5) * 10^{21}$  Pas; modelo A2 (centro) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 10) * 10^{21}$  Pas; modelo A3 (abajo) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 20) * 10^{21}$  Pas. Incorporando una pendiente de Clapeyron de 3.25 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-1.75$  MPa/K para la discontinuidad de 660 km. A la derecha se encuentra la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005). El tiempo final de simulación para A1 es de 16 M.a., para A2 es de 12 M.a. y para A3 es de 4 M.a. . . . . . 66

5.14. Temperatura y viscosidad para el modelo B1 (arriba) con una distribución de viscosidades de:  $(100, 1, 2, 0.1, 5) * 10^{21}$  Pas; modelo B2 (centro) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 10) * 10^{21}$  Pas; modelo B3 (abajo) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 20) * 10^{21}$  Pas. Incorporando una pendiente de Clapeyron de 3.25 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-1.75$  MPa/K para la discontinuidad de 660 km. A la derecha se encuentra la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005). Tiempo inicial de simulación para B1 es 18.86 M.a., para B2 es de 17 M.a., para B3 es de 9 M.a. . . . . . 67

5.15. Temperatura y viscosidad para el modelo A1 (arriba) con una distribución de viscosidades de:  $(100, 1, 2, 0.1, 5) * 10^{21}$  Pas; modelo A2 (centro) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 10) * 10^{21}$  Pas; modelo A3 (abajo) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 20) * 10^{21}$  Pas. Incorporando una pendiente de Clapeyron de 4 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-3$  MPa/K para la discontinuidad de 660 km. A la derecha se encuentra la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005). El tiempo final de simulación para A1 es de 15 M.a., para A2 es de 9 M.a. y para A3 es de 4.6 M.a. . . . . . 68



5.16. Temperatura y viscosidad para el modelo B1 (arriba) con una distribución de viscosidades de:  $(100, 1, 2, 0.1, 5) * 10^{21}$  Pas; modelo B2 (centro) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 10) * 10^{21}$  Pas; modelo B3 (abajo) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 20) * 10^{21}$  Pas. Incorporando una pendiente de Clapeyron de 4 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-3$  MPa/K para la discontinuidad de 660 km. A la derecha se encuentra la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005). Tiempo inicial de simulación para B1 es 22 M.a., para B2 es de 14.5 M.a., para B3 es de 13 M.a. . . . . 69

5.17. Temperatura y viscosidad con placa inicial A, una distribución de viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 7) * 10^{21}$  Pas, una velocidad de placa oceánica de 7 cm/año, de placa continental de 1 cm/año y de trinchera de 1 cm/año. Arriba: modelo con pendiente de Clapeyron para la discontinuidad de 410 km: 2 MPa/K y para la discontinuidad de 660 km:  $-4$  MPa/K. Centro: modelo con pendiente de Clapeyron para la discontinuidad de 410 km: 2 MPa/K y para la discontinuidad de 660 km:  $-3.5$  MPa/k. Abajo: modelo con pendiente de Clapeyron para la discontinuidad de 410 km: 2 MPa/K y para la discontinuidad de 660 Km:  $-3$  MPa/k. A derecha: tomografía de Gorbatov y Fukao (2005) . . . . . 72

5.18. Perfiles de viscosidad, Las viscosidades se restringen para la zona de transición a valores entre  $(2 - 5) * 10^{21}$  Pas y para el manto inferior a valores de  $(5 - 10) * 10^{21}$  Pas. La viscosidad de  $20 * 10^{21}$  modifica la morfología de la placa alejándose de lo que se observa en la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005) . . . . . 73

5.19. Tasa de convergencia de la placa Cocos durante los últimos 40 Ma. Los valores para la reconstrucción de la gráfica de velocidad fueron tomados de Sdrolias y Müller, (2006), figura 16. . . . . 75

5.20. Temperatura y viscosidad con placa inicial A, una distribución de viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 9) * 10^{21}$  Pas; pendientes de Clapeyron para la transformación de fase de 410 km de 2 MPa/K y para la transición de fase de 660 km de  $-3$  MPa/K. A la derecha se observan los modelos generados con velocidad constante de placa oceánica de 7 cm/año y a la izquierda el modelo generado con la velocidad variable de Sdrolias y Müller (2006). La velocidad continental y de la trinchera se mantienen en 1 cm/año. Tiempo final de simulación 10 Ma. . . . . 76

5.21. Evolución de la placa en Ma vs profundidad de placa subducida para diferentes valores de Clapeyron y una distribución de viscosidad de  $(100, 1, 5, 0.1, 10) * 10^{21}$  Pas 77

5.22. a. Modelos de viscosidad radial de Liu y Zhong (2016) (rojo) y Rudolph et al. (2015). (b) Modelos de viscosidad radial de Rich y Hager (1984) (rojo), Hager y Richards (1989) (azul), Ricard y Wuming (1991) (verde) y King y Masters (1992) (negro). En 660 km se logra observar la caída de viscosidad que se puede interpretar como un canal de baja viscosidad. Tomado de King (2016) . . . . . 78

5.23. Temperatura y viscosidad con una placa inicial A, una distribución de viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 9) * 10^{21} \text{Pas}$ ; pendientes de Clapeyron para la transformación de fase de 410 km de 2 MPa/K y para la transición de fase de 660 km de -3 MPa/K. A la izquierda se observa el modelo incorporando el canal de baja viscosidad y a la derecha el modelo sin canal de baja viscosidad. Tiempo final para el Modelo a izquierda: 10 Ma, Tiempo final para modelo a derecha: 6 Ma. Abajo se muestra la tomografía de Gorbатов y Fukao (2005) . . . . . 80

5.24. Formas geométricas obtenidas a partir de valores muy negativos o poco negativos para la pendiente de Clapeyron en 660 km . . . . . 81

5.25. Temperatura y viscosidad con placa inicial A, una distribución de viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 7) * 10^{21} \text{Pas}$ ; pendientes de Clapeyron para la transformación de fase de 410 km de 2 MPa/K y para la transición de fase de 660 km de -3 MPa/K. 82

5.26. Comparación entre la geometría del modelo anterior y la tomografía sísmica . . . 82

5.27. Comparación entre los estudios numéricos de Torii y Yoshioka, (2007); Fukao et al. (2009), Agrusta et al. (2017). (1). Arriba a la izquierda se muestran 2 modelos generados en el estudio de Agrusta et al. (2017) y expuestos igualmente en Goes et al. (2017), los modelos representan una placa de 150 Ma. La placa estancada en 660 km tiene una pendiente de Clapeyron para 410 km de 5 MPa/K y para 660 km de -3 MPa/K; la placa que se hunde en el manto inferior tiene una pendiente de Clapeyron para 410 km de 2.5 MPa/K y para 660 km de -0.5 MPa/K. (2). Arriba a la derecha, dos modelos expuestos en los estudios de Fukao et al. (2009), el modelo de izquierda tiene una pendiente de Clapeyron para 410 km de 0 MPa/K y para 660 km de -3 MPa/K y el modelo de la derecha tiene una pendiente de Clapeyron para 410 km de 0 MPa/K y para 660 km de -1 MPa/K. (3). Representación de los modelos generados en este estudio con sus respectivos valores de Clapeyron. (4). Modelos expuestos en el estudio de Torii y Yoshioka, (2007); los dos modelos tienen una pendiente de Clapeyron para 410 km de 0 MPa/K y para 660 km de -0.5 MPa/K. . . . . 85

5.28. Distribución de viscosidad, el modelo de la izquierda representa una placa joven de 25 Ma y el modelo de la derecha representa una placa vieja con 150 Ma. La pendiente de Clapeyron para 410 km es de 4 MPa/K y para 660 km es de -2 MPa/K. Tomado de Agrusta et al. (2017) . . . . . 87

# Índice de tablas

3.1. Tabla de dimensiones del modelo . . . . .	33
3.2. Constantes incorporadas al Citcoms . . . . .	40
3.3. Números de Rayleigh y valores de densidad para las transiciones de fase de 410 km y 660 km . . . . .	40
3.4. Distribuciones de la pendiente de Clapeyron usadas en este estudio . .	41
3.5. Distribuciones de viscosidad usadas, divididas en corteza, manto superior, zona de transición, capa de baja viscosidad y manto inferior .	41
5.1. Distribuciones de viscosidad usadas, divididas en corteza, manto superior, zona de transición, capa de baja viscosidad y manto inferior, para los modelos con condición inicial A y B; los cuáles estarán enumerados de 1 a 4, tanto para los modelos con inclinación de placa inicial A como para los modelos con inclinación de placa inicial B . .	52
5.2. Distribuciones de Clapeyron Slope usada en este estudio . . . . .	59

---

## Resumen

Las transiciones de fase de 410 km (olivino a espinel) y 660 km (espinel-perovskita y magnesiowüstita), las distribuciones de viscosidades del manto inferior y la cinemática de las placas oceánicas juegan un papel importante a la hora de estudiar su interacción con la zona de transición y el límite superior del manto inferior (660 km). Se ha estudiado que valores determinados de la pendiente de Clapeyron, que caracteriza dos transiciones de fase en equilibrio, la viscosidad del manto inferior, la velocidad de la placa oceánica y de la trinchera, pueden determinar el hundimiento de la placa en el manto inferior o por el contrario su estancamiento en la zona de transición. Para el caso de México, a pesar de que la placa Cocos es relativamente joven (10-15 Ma en los últimos 20 Ma) se esperaría que su comportamiento boyante evitaría el hundimiento de la placa en el manto inferior, sin embargo las tomografías sísmicas muestran todo lo contrario.

En esta investigación se tomo como zona de estudio el centro de México, donde la placa Cocos presenta subducción plana. Se realizaron 110 modelos numéricos mediante el uso del paquete Citcoms ([www.geodynamics.org](http://www.geodynamics.org)), el cual soluciona bajo la metodología de computación en paralelo y el método de elementos finitos las ecuaciones de Navier-Stokes. En el modelo se incorpora diferentes valores de viscosidad para el manto inferior que van desde  $5 * 10^{21}$  Pas hasta  $50 * 10^{21}$  Pas, pendientes de Clapeyron para la transición de fase de 410 km con valores de 0.5 MPa/K hasta 4.4 MPa/K y para 660 km valores de  $-4.4$  MPa/K hasta  $-0.5$ MPa/K, velocidad variable de la placa Cocos durante los últimos 40 Ma con un mínimo de 3 cm/año hasta un máximo de 11 cm/año, una velocidad de placa continental constante y una velocidad de trinchera constante, sin considerar el cambio de la geometría de la trinchera y reorganización de las placas tectónicas.

Los rangos mencionados anteriormente generaron como consecuencia modelos con diferentes comportamientos de placa subductante, encontrando casos en los que la placa se estacaba en la zona de transición y casos en los cuales penetraba sin dificultad alguna. Los modelos escogidos finalmente fueron aquellos cuya forma geométrica se aproximaba más a lo observado en tomografías sísmicas de la zona de estudio y cuyas distribuciones de viscosidad para el manto inferior variaron de manera suave entre  $7 * 10^{21}$  Pas a  $10 * 10^{21}$  Pas, y para las pendientes de Clapeyron en 660 km fueron mayores a o iguales  $-3.0$  MPa/K.

# Capítulo 1

## Introducción

El estancamiento o hundimiento de las placas en el manto puede depender de su geometría, así como de otros parámetros de subducción como la velocidad, la edad, las distribuciones de viscosidad de la zona de transición y del manto inferior y las pendientes de Clapeyron asociadas a los cambios de fase de 410 km y 660 km. Schubert et al. (1975) estudian el rol de las transiciones de fase en la dinámica del manto, encontrando que la transición de fase olivino-espinel puede ser responsable de mecanismos focales tensionales para terremotos de profundidad intermedia; mientras que para la transición de fase espinel-perovskita puede estar relacionada con mecanismos focales de compresión. Christensen (1995) describe las deflexiones que ocurren en los límites de las transiciones de fase, una como consecuencia de la profundidad y otra por la liberación de calor latente; este último modifica la temperatura y por lo tanto las fuerzas de flotación. Para la discontinuidad de 410 km se presenta una transición de fase exotérmica ( $dP/dT > 0$ ) la cual ocurre a una presión baja y por lo tanto a una profundidad menor, la región elevada de la fase ejerce un tirón sobre la placa en la misma dirección de su movimiento. Para la transición de fase endotérmica de 660 km ( $dP/dT < 0$ ) se produce una depresión de baja densidad generando una flotabilidad positiva que se opone al hundimiento de la placa en el manto inferior; si los valores de Clapeyron son suficientemente negativos, las fuerzas de flotabilidad dominarían el sistema y por lo tanto la placa no podría penetrar el manto inferior (Figura 1.1).

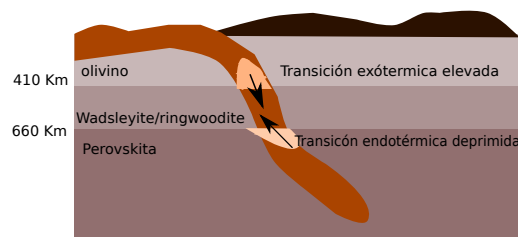


Figura 1.1: Interacción de la placa con las transiciones de fase de 410 km y 660 km. Modificado de Billen (2008)

---

Cizcová et al. (2002) presentan un estudio paramétrico del comportamiento de una placa fría en la zona de transición y el manto inferior, el modelo numérico bidimensional se centra en los efectos reológicos, es decir, el efecto dinámico debido a la reducción del tamaño de grano en el límite de fase y el efecto de esfuerzo de tensión elástico de la reología limitante. Los resultados obtenidos muestran que la capacidad de la placa de penetrar el manto inferior no es afectada significativamente por un retroceso de la trinchera en ausencia de debilitamiento del tamaño del grano; sin embargo, para un retroceso de trinchera considerable de 4 cm/año, el debilitamiento del tamaño de grano proporciona un mecanismo viable para provocar estancamiento de la placa en la zona de transición siempre y cuando el viscosidad efectiva de la placa subducida sea de  $10^{24}$  Pas. Torii y Yoshioka (2007) lograron demostrar mediante modelación numérica 2D la tendencia de las placas a estancarse cuando los valores de la pendiente de Clapeyron para 660 km eran menores de -4 MPa/K, además si la viscosidad del manto inferior y la velocidad de retroceso de la trinchera era lo suficientemente altos, placas de 90 – 150 Ma, como las del Pacífico occidental, tendían a aplanarse en la zona de transición. Para lograr dicho aplanamiento y estancamiento en la zona de transición, debieron incorporar en su modelo un canal de baja viscosidad entre la zona de transición y el manto inferior, de esa manera la placa del Pacífico que subduce debajo de Japón, se estancaba en la zona de transición como se observa en las tomografías sísmicas realizadas por Fukao et al. (2013) (la naturaleza de esta capa todavía se desconoce). Tetzlaff y Schmeling (2009) presentan modelos numéricos de subducción en los que se tiene en cuenta la cinética de transformación olivino-espínel y la transformación espínel-perovskita. La flotabilidad debido a la temperatura y las fases de olivino, espínel y perovskita conduce a una subducción acelerada en la zona de transición y retarda su hundimiento en el manto inferior. Su estudio encuentra un mecanismo dinámico entre diferentes fuerzas de flotación controladas por la transición de fase y la liberación de calor latente, este último mecanismo controla la flotabilidad de la placa y conduce a diferentes variaciones temporales características del olivino metaestable (dichos procesos permiten explicar los terremotos que ocurren a gran profundidad). Igualmente la profundidad máxima del olivino metaestable aumenta linealmente con el espesor litosférico; al aplicar estos modelos a diferentes zonas de subducción en el mundo tales como Tonga y Chile, se encuentra que diferentes zonas de subducción pueden presentar etapas diferentes de velocidad de fase para el olivino metaestable. Garel et al. (2014) realiza modelos termo-mecánicos 2D con una trinchera móvil, una placa superior, una reología dependiente de la temperatura y el estrés y un aumento de viscosidad de 10, 20 o 100 veces la viscosidad del manto superior para la viscosidad del manto inferior. Se investigaron 4 tipos de escenarios donde la placa poseía diferente inclinación y diferentes márgenes de retrocesos de la trinchera y cuyos resultados muestran que la interacción entre el movimiento de la trinchera y la deformación de la placa en profundidad siguen un estilo coherente de subducción, comparado con modelos realizados anteriormente. Finalmente concluye que los procesos de deformación, la velocidad de hundimiento, la temperatura, la resistencia de la placa, la flotabilidad de esta misma y los saltos de viscosidad del manto superior-inferior juegan un papel

---

---

clave en la dinámica de la subducción. Goes et al. (2017) en su estudio numérico demuestra que el hundimiento de placas jóvenes y el estancamiento de placa viejas, puede estar relacionado con los cambios de fase endotérmicos, la movilidad de la trinchera, la distribución de viscosidad, entre otros. Su estudio es aplicado a diferentes formas de subducción en el mundo, por ejemplo, el estancamiento de la placa del Pacífico el cual puede ser explicado por retardamiento de las transiciones de fase mineralógicas, viscosidades muy altas de la placa con respecto a su medio y velocidades de retrocesos altos en la trinchera. De lo anterior se puede concluir que no solamente la edad de la placas oceánicas controlan su evolución geodinámica al interactuar con la zona de transición y el manto inferior, si no que existen otros factores que influyen en el estancamiento o el hundimiento de la placa.

En México y América Central, la trinchera Mesoamericana subduce litosfera oceánica relativamente joven (no mayor de 26 Ma) y su edad aumenta del NW al SE. La componente normal de convergencia incrementa hacia el sur a lo largo del margen de  $\sim 2$  cm/año en el Norte a  $\sim 10.5$  cm/año en el sur, debido al aumento de la distancia con el polo de Euler [DeMets et al., 2010; Manea et al., 2013; Ferrari et al. 2011] Sin embargo, tanto las edades de las placas subducidas de Rivera y Cocos, así como sus velocidades de convergencia han variado significativamente en los últimos 25 Ma [Manea et al., 2013]. En la zona de subducción mexicana los parámetros de edad, geometría y velocidad, actualmente tienen una variabilidad suave a lo largo de la trinchera, sin embargo la placa subducida presenta una geometría muy irregular y existen cambios en la posición del arco volcánico a lo largo del tiempo. Esto se debe a eventos tectónicos pasados, como el aumento significativo de la velocidad de la placa de Cocos entre 17 y 12 Ma [Menard, 1978; Klitgord y Mammerickx, 1982; Mammerickx and Klitgord, 1982]. A pesar de que la placa de Cocos que se subduce a lo largo de la trinchera mesoamericana es muy joven y flotante (10 – 25 Ma) [Turcotte y Shubert, (2013)], los resultados de las tomografías sísmicas de la región de estudio muestran que la placa subducida penetra el manto superior, la zona de transición y el manto inferior [Gorbatov y Fukao, 2005; Manea et al. 2013; Fukao et al. 2013], a diferencia de la placa del Pacífico ( $> 120$  Ma) que subduce debajo de Japón , la cual se ha observado mediante tomografías sísmicas su estancamiento y aplanamiento en la zona de transición [Fukao, 2013].

Debido a la imposibilidad de conocer con certeza los diferentes cambios que sufre la geometría de la placa Cocos, sus parámetros cinemáticos a lo largo del tiempo (mientras experimenta subducción y va interactuando con el manto), su forma inicial, la distribución de viscosidades para la zona de transición y el manto inferior, incluso la existencia de otras capas de viscosidad desconocidas, y los cambios de fase en la zona de transición (410 km y 660 km). Es necesario usar herramientas numéricas que permitan aproximar el comportamiento dinámico de la placa. Por lo tanto, este estudio trata de entender usando modelado numérico, la interacción entre la placa subducida de Cocos y el manto, con un enfoque en la zona de transición y el manto inferior.

---

Hasta la fecha, no existen estudios previos que traten de entender mediante modelado numérico la interacción de la placa Cocos con la zona de transición y el manto inferior, con un enfoque a las transiciones de fase de 410 km y 660 km junto con las distribuciones de viscosidad para la zona de transición y manto inferior. Este trabajo posee implicaciones fundamentales con otras disciplinas como, tectónica de placas, sismología o geoquímica, ya que puede ofrecer un mejor conocimiento de los límites importantes sobre la distribución de viscosidad del manto y los cambios de fase.

Como hipótesis se plantea que la geometría particular de la placa subducida de Cocos por debajo de México así como otros parámetros de subducción (velocidad, edad), y de la zona de transición (viscosidades y pendientes de Clapeyron (cambios de fase), pueden jugar un papel clave para que la placa Cocos se hunda en el manto inferior. Teniendo en cuenta que la contribución individual de cada uno de estos parámetros no es bien conocida.

Como objetivos se plantean:

- Entender la dinámica de interacción entre la placa subducida de Cocos y la zona de transición y el manto inferior.
  
- Restringir el rango de parámetros que tienen un alto grado de incertidumbre (pendiente de Clapeyron, distribución de viscosidades) en donde la geometría de la placa de Cocos en el manto se acerca a las observaciones sísmicas, en particular la tomografía sísmica.

El estudio se enfoca en la región en donde la placa de Cocos se subduce horizontal, esto es debido a que se tiene un buen conocimiento sobre su geometría a través de varios estudios. Al desconocer la geometría inicial de la placa Cocos hace más de 20 Ma, se plantearon dos modelos iniciales con diferente geometría e inclinación, esto con el objetivo de entender como el modelo inicial con una inclinación en particular afectaba la geometría de la placa cuando se le incorpora la velocidad de la trinchera, velocidad de placa continental, los cambios de fase y las diferentes distribuciones de viscosidad. Las ecuaciones diferenciales que describen los procesos de convección en el manto y la subducción son las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía de Navier-Stokes, las cuales son solucionadas mediante elementos finitos y elementos finitos de Galerkin-Petrov Steamline-Upwind con el software Citcoms [Eh Tan et al., 2014], especializado para modelado numérico paralelizado en 3D+t en coordenadas esféricas. Debido al alto gasto computacional se usaron herramientas especializadas de modelado numérico paralelizado, en este caso se hizo uso del clúster de alto rendimiento Horus del Centro de Geociencias, UNAM, Juriquilla. Los parámetros de entrada para el modelado serán basados en la información disponible en las publicaciones científicas, como la evolución de la zona de subducción en los últimos 20-30-40 Ma, la edad y la velocidad de la placa oceánica y continental

---



[Sdrolias y Müller, 2006]. Los parámetros asociados con el cambio de fase en la zona de transición (la pendiente de Clapeyron, así como la distribución de viscosidades y el rango de los parámetros asociados con los cambios de fase en 410 km y 660 km son basados en los estudios de Goes et al. (2017); Agrusta et al. (2017); Christensen (1995); Torii y Yoshioka, (2007); Billen (2008); Cizcova et al. (2012), entre otros.

El trabajo de investigación es dividido en un marco teórico donde se expondrán las ecuaciones que gobiernan el modelo y una descripción del método numérico, la reología del manto y las transiciones de fase; una metodología en donde se planteará la zona de estudio y los parámetros de entrada para obtener los modelos finales mediante el software Citcoms ([www.geodynamics.org](http://www.geodynamics.org)); resultados, discusión y finalmente las conclusiones.

---

# Capítulo 2

## Fundamentos Teóricos

Los modelos numéricos aplicados a la geodinámica surgen debido a la imposibilidad de conocer diferentes procesos dinámicos dentro de la Tierra, herramientas tales como la tomografía sísmica, firmas geoquímicas del vulcanismo, diferentes observaciones geológicas, permiten medir indirectamente diferentes propiedades físicas dentro de la Tierra. Sin embargo, solo proporcionan información muy limitada en el tiempo y el espacio. Por otro lado, los modelos numéricos basados en diferentes datos recolectados permiten realizar estudios sobre la evolución de procesos tectónicos a través de diferentes pasos en el tiempo; de esa manera por ejemplo, analizar el comportamiento de una placa tectónica en proceso de subducción cuando interactúa con el manto.

Para el estudio de la convección en el manto y los procesos de subducción se hace uso de las ecuaciones de conservación masa, momento y energía de Navier-Stokes. Para este estudio se resolverán cada una de estas ecuaciones mediante el software libre Citcoms, descargado de <http://geodynamics.org> el cual permitirá estudiar la interacción de las placas subducidas con la zona de transición y el manto inferior con aplicación a la subducción de Cocos debajo de Norteamérica. Citcoms resuelve el sistema de ecuaciones diferenciales parciales mediante el método de elemento finitos, donde el algoritmo de Uzawa es usado para resolver la ecuación de momento junto con las restricciones de incompresibilidad y la ecuación de conservación de energía es resuelta con el método de elemento finitos de Galerkin Petrov de Steamline-Upwind. Las transiciones de fase y la reología del manto son incorporadas en el modelo, las cuales permiten obtener una mejor aproximación cuando se comparan con las tomografías sísmicas [Hünen, 1971; Tan et al., 2014].

---

## 2.1 Ecuaciones y Modelo Numérico

### 2.1.1 Ecuaciones de Navier-Stokes

Las ecuaciones de Navier-Stokes juegan gran importancia para entender y aproximar los diferentes comportamientos de la convección en el manto y los procesos de subducción. En este estudio el manto es tratado como un medio viscoso, anelástico, compresible y la convección está gobernada por las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía.

#### 2.1.1.1 Ecuación de conservación de masa

Un cuerpo material se caracteriza por una medida escalar no negativa llamada masa del cuerpo, la cual físicamente está asociada con la inercia del cuerpo, es decir, su tendencia a resistir el cambio de movimiento. Relacionada con una ley de conservación al plantearse que la masa no se puede destruir ni crear, si no que se conserva, por lo tanto se puede suponer para un sistema cerrado que la variación total de la masa con respecto al tiempo es cero [Mase y Mase, 1999 ; Zenit, 2017].

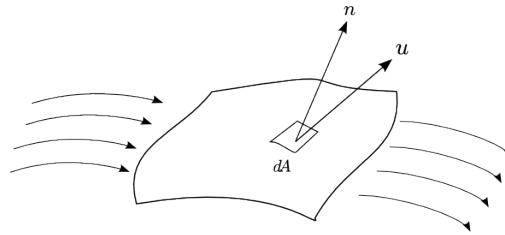


Figura 2.1: Conservación de la masa

De acuerdo con la Figura (2.1), la componente de la velocidad  $\vec{u}$  en la dirección normal  $\vec{n}$  puede escribirse como :

$$\vec{u} \cdot \vec{n}. \quad (2.1)$$

y el flujo de masa que pasa a través de un elemento de superficie infinitesimal  $dA$  con densidad  $\rho$  suponiendo un cuerpo continuo es:

$$\rho \vec{u} \cdot \vec{n} dA. \quad (2.2)$$

Donde el flujo total a través de una superficie se escribe como:

$$\int_A \rho \vec{u} \cdot \vec{n} dA. \quad (2.3)$$

La masa total del volumen de densidad  $\rho$  es:

$$\int_V \rho dV. \quad (2.4)$$

Entonces la variación de la masa con respecto al tiempo sería:

$$\frac{D}{Dt} \int_V \rho dV = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV.$$

El flujo neto a través de una superficie  $A$  genera como consecuencia un cambio con respecto al tiempo de la masa dentro del volumen  $V$ , suponiendo la inexistencia de fuentes o sumideros, se tendría que:

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_A \rho \vec{u} \cdot \vec{n} dA = 0. \quad (2.5)$$

Aplicando el teorema de la divergencia de Gauss en la Ecuación (2.5):

$$\int_V \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) dV \right) = 0. \quad (2.6)$$

La anterior ecuación es válida para cualquier volumen  $V$  por lo tanto:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0. \quad (2.7)$$

Al considerar que el sistema se encuentra en equilibrio, es decir que la densidad del fluido es constante [Zenit, 2017; Sámano y Sen, 2009]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot (\rho \vec{u}) &= 0. \end{aligned} \quad (2.8)$$

En notación indicial sería:

$$(\rho u_i)_i = 0. \quad (2.9)$$

### 2.1.1.2 Ecuación de conservación del momento

Por segunda ley de Newton se tiene que la suma de las fuerzas que actúan sobre un cuerpo euleriano es igual a la variación del momento lineal con respecto al tiempo. Considerando un medio continuo sobre el cual actúan fuerzas de superficie y fuerzas de volumen y realizando la transformación de la forma lagrangiana a la forma euleriana se tendría :

$$F_t = F_A + F_v \quad F_t = \frac{DP}{Dt} \quad P(t) = \int_V \rho u dV. \quad (2.10)$$

De donde:

$$\vec{F}_A + \vec{F}_V = \int_A \vec{F}_i \cdot \vec{n} dA + \int_V \rho \vec{F}_v dV.$$

Reemplazando en la segunda ley de Newton:

$$\int_A \vec{F}_i \cdot \vec{n} dA + \int_V \rho \vec{F}_v dV = \frac{DP}{Dt}$$

$$\int_A \vec{F}_i \cdot \vec{n} dA + \int_V \rho \vec{F}_v dV = \frac{D}{Dt} \int_V \rho u dV. \quad (2.11)$$

Utilizando el teorema de Reynolds, que relaciona la derivada lagrangiana de una integral de volumen de un sistema, en una integral de derivadas eulerianas [Sen y Sámano, 2009]

$$P = \int_V \rho u dV;$$

$$\frac{DP}{Dt} = \frac{D}{Dt} \int_V \rho u dV$$

$$\frac{D}{Dt} \int_V \rho u dV = \int_V \left[ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u u) \right] dV. \quad (2.12)$$

Reemplazando (2.12) en (2.11):

$$\int_V \left[ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u u) \right] dV = \int_A \vec{F}_i \cdot \vec{n} dA + \int_V \rho \vec{F}_v dV. \quad (2.13)$$

Recordando que  $u$  representa la velocidad y su derivada con respecto al tiempo sería la aceleración y el segundo término representa la variación del flujo con respecto al espacio.

Suponiendo un medio continuo deformable de volumen  $V$  sometido a fuerzas de superficie denominadas tracciones  $\tau$  y fuerzas de cuerpo representadas por fuerzas gravitacionales o electromagnéticas:

$$\int_V \left[ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u u) \right] dV = \int_A \vec{\tau} \cdot \vec{n} dA + \int_V \rho \vec{F}_v dV.$$

Como la anterior ecuación es válida para cualquier volumen  $V$  y aplicando el teorema de la divergencia de Gauss:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u u) = \nabla \cdot \tau + \rho \vec{F}_v.$$

Desarrollando los términos de la derecha de la anterior ecuación, aplicando la propiedad del producto para la divergencia y agrupando términos semejantes:

$$u \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) \right) + \rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u \right) = \nabla \cdot \tau + \rho \vec{F}_v. \quad (2.14)$$

En la Ecuación (2.14) el primer término se hace cero, debido a que representa la ecuación de conservación de la masa, el segundo término se reemplaza por la derivada lagrangiana [Sen y Sámano, 2009].

$$\nabla \cdot \tau + \rho \vec{F}_v = \rho \frac{Du}{Dt}. \quad (2.15)$$

Si la velocidad del campo es constante o igual a cero y las fuerzas de volumen son representadas por fuerzas gravitacionales  $\delta\rho g\delta_{ir}$  la ecuación en notación indicial se expresaría como:

$$\tau_{ij,j} + \delta\rho g\delta_{ir} = 0. \quad (2.16)$$

Suponiendo el sistema como un fluido Newtoniano, el tensor de esfuerzo viscoso puede reescribirse como:

$$\tau_{ij} = -P\delta_{ij} + 2\eta e_{ij}. \quad (2.17)$$

El primer término  $-P$  representa la presión diámica y el segundo término representa los esfuerzos desviatorios, los cuales surgen a partir de la ley constitutiva que relaciona los esfuerzos con la velocidad de deformación del fluido [Gurnis et al. 1984 ; Valera R., 2010]

$$\tau_{ij} = -P\delta_{ij} + 2\eta \left( \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i} - \frac{1}{3} u_{kk}\delta_{ij}) \right). \quad (2.18)$$

Reemplazando el tensor deviatorio en la ecuación de conservación del momento lineal para un fluido newtoniano, la expresión quedaría finalmente como:

$$-P_{,i} + \left( \eta \left( u_{i,j} + u_{j,i} - \frac{2}{3} u_{k,k}\delta_{ij} \right) \right)_i - \delta\rho g\delta_{ir} = 0. \quad (2.19)$$

### 2.1.1.3 Ecuación de conservación de la energía

La primera ley de la termodinámica establece que la energía de un sistema se debe conservar siempre y cuando las fuerzas actuantes sean de tipo conservativas y no exista disipación de calor por mecanismo como la fricción. Un sistema puede modificar su energía interna mediante la realización del trabajo y flujo del calor, donde calor se puede definir como la energía transferida por medios no mecánicos. Suponiendo un medio continuo en condiciones adiabáticas (trabajo igual a cero) donde el calor perdido por un sistema A es igual al calor ganado por un sistema B, la ecuación de conservación de la energía puede ser descrita mediante la ecuación de difusión-advención del calor de la siguiente manera [Zemansky y Dittman, 1985]:

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = -\frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \rho H. \quad (2.20)$$

Donde  $\rho$  representa la densidad,  $C_p$  capacidad calorífica,  $\frac{DT}{Dt}$  derivada lagrangiana de la temperatura con respecto al tiempo,  $\frac{\partial q_i}{\partial x_i}$  la derivada del calor  $q$  con respecto al espacio y  $H$  es la entalpía. Reemplazando  $q = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x_i}$ , siendo  $\kappa$  la conductividad térmica.

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} + \rho H. \quad (2.21)$$

Reescribiendo la forma diferencial lagrangiana en términos de su relación euleriana [Gerya, 2010],

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T$$

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T \right) = \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} + \rho H. \quad (2.22)$$

En notación índiceal, la ecuación de conservación de la energía para un fluido sería:

$$\rho c_p T_{,t} + u_i T_{,i} = \kappa T_{,ii} + \rho H. \quad (2.23)$$

La Ecuación (2.23) describe el cambio de temperatura con respecto al tiempo en un punto fijo como consecuencia de la advección térmica que representa el segundo término, la difusión del calor que representa el tercer término y el cuarto término representa fuentes de generación de calor como por ejemplo la generación de calor por radiactividad.

### 2.1.2 Ecuaciones de Navier-Stokes en Geodinámica

Para modelar los diferentes procesos geológicos se considera el manto y la corteza terrestre como un medio continuo, suponiendo que la composición de las diferentes capas de la Tierra no poseen discontinuidades, donde las propiedades del medio pueden ser estudiadas mediante la presión, temperatura, velocidad, densidad, tracción, deformación, etc. Para los procesos geodinámicos se supone que la principal fuerza que actúa es la gravedad debido a las diferentes concentraciones de densidad que componen las capas del interior de la Tierra. Las ecuaciones de Navier-Stokes permiten obtener la velocidad y la distribución de temperatura del material en la Tierra, tratando el interior de la Tierra como un fluido viscoso, debido al tiempo geológico en el cual ocurren los diferentes procesos de deformación. Los diferentes parámetros de entrada que caracterizan propiedades de los materiales que componen el planeta y las placas subducidas para la zona central de México son obtenidos por estudios previos. El flujo del material es impulsado por condiciones de contorno, variaciones térmicas y de densidad [Hunen, 1971; Gerya, 2010]. Retomando las ecuaciones anteriores de forma generalizada:

$$(\rho u_i)_i = 0 \quad (2.24)$$

$$-P_{,i} + \left( \eta (u_{i,j} + u_{j,i} - \frac{2}{3} u_{k,k} \delta_{ij}) \right)_i - \delta \rho g \delta_{ir} = 0 \quad (2.25)$$

$$\rho c_P (T_{,t} + u_i T_{,i}) = \rho c_P \kappa K T_{,ii} - \rho \alpha g u_r T + \Phi + \rho (Q_{L,t} + u_i Q_{L,i}) + \rho H. \quad (2.26)$$

$i$  representa las coordenadas espaciales, para el caso del Citcoms, el sistema de referencia espacial está en coordenadas esféricas,  $u_i$  es la velocidad,  $P$  es la presión dinámica,  $\delta \rho$  es la anomalía de densidad,  $g$  es la aceleración de la gravedad,  $\eta$  es

la viscosidad,  $T$  es la temperatura,  $\kappa$  es la difusividad térmica,  $H$  es la tasa de producción de calor,  $c_P$  es la capacidad calorífica,  $\alpha$  la expansividad térmica,  $\Phi$  es la disipación viscosa,  $Q_L$  es el calor latente de una transición de fase. Con la transición de fase, temperatura y las variaciones composicionales, la anomalía de densidad es:

$$\delta\rho = -\alpha\bar{\rho}(T - \bar{T}_0) + \delta\rho_{ph}\Gamma + \delta\rho_{ch}C. \quad (2.27)$$

$\bar{\rho}$  es la densidad en el perfil radial,  $\bar{T}_0$  es la temperatura adiabática en a dirección radial,  $\rho_{ph}$  es el salto de densidad que ocurre en un cambio de fase,  $\rho_{ch}$  es la diferencia de densidad entre composiciones,  $\Gamma$  es la función de fase y  $C$  es la composición. La función de fase es definida como:

$$\pi = \bar{\rho}g(1 - r - d_{ph}) - \gamma(T - T_{ph}) \quad (2.28)$$

$$\Gamma = \frac{1}{2} \left( 1 + \tanh \left( \frac{\pi}{\bar{\rho}g w_{ph}} \right) \right). \quad (2.29)$$

donde  $\pi$  es la presión reducida,  $d_{ph}$  y  $T_{ph}$  son la profundidad y la temperatura del cambio de fase,  $\gamma_{ph}$  es la pendiente de Clapeyron del cambio de fase y  $w_{ph}$  es el ancho de la transición de fase. Las ecuaciones (2.24),(2.25),(2.26) deben ser normalizadas mediante las siguientes expresiones:

$$\rho = \rho_0\rho', \quad \alpha = \alpha_0\alpha', \quad g = g_0g'$$

$$\kappa = \kappa_0\kappa', \quad \eta = \eta_0\eta', \quad c_P = c_{P0}c'_P$$

$$x_i = R_0x'_i, \quad u_i = \frac{\kappa_0}{R_0}u'_i, \quad T_0 = \Delta T T'_0$$

$$T = \Delta T(T' + T'_0), \quad T = \frac{R_0^2}{\kappa_0}t', \quad H = \frac{\kappa_0}{R_0^2}c_{P0}\Delta T H'$$

$$P = \frac{\eta_0\kappa_0}{R_0^2}P', \quad d_{ph} = R_0d'_{ph}.$$

Los parámetros con prima (') son adimensionales,  $\rho_0$  es la densidad de referencia,  $\alpha_0$  es la expansión térmica de referencia,  $g_0$  es la gravedad de referencia,  $\kappa$  es la difusividad térmica de referencia,  $c_{P0}$  es la capacidad calorífica,  $R_0$  es el radio de la Tierra,  $T_0$  es la temperatura de superficie,  $\Delta T$  es el cambio de temperatura entre la frontera del núcleo-manto y la superficie. Para realizar la normalización se deben reemplazar las ecuaciones anteriores y tener en cuenta los siguientes cambios de variables:



$$u_{i,j} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial u_i}{\partial x'_j} \frac{\partial x'_j}{\partial x_j}.$$

De las ecuaciones anteriores sabemos que:  $x_i = R_0 x'_i$ , por lo tanto:  $\frac{\partial x'_i}{\partial x_j} = \frac{1}{R_0}$

$$u_{i,j} = \frac{1}{R_0} \frac{\partial u_i}{\partial x'_j}$$

$$\text{Reemplazando } u_i : u_{i,j} = \frac{\kappa_0}{R_0^2} \frac{\partial u'_i}{\partial x'_j}.$$

Realizando el procedimiento anterior para  $P$ ,  $t$  y  $T$  se tendría:

$$P' = \frac{\eta_0 \kappa_0}{R_0^3} P'_{,i} \quad (2.31)$$

$$t'_{,t} = \frac{\kappa_0}{R_0^2} \quad (2.32)$$

$$T_{,t} = \frac{\kappa_0 \Delta T}{R_0^2} T_{,t'} \quad \text{Donde: } \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial T'}{\partial t'} \frac{\partial t'}{\partial t}. \quad (2.33)$$

Realizando los anteriores reemplazos en las ecuaciones (2.24), (2.25) y (2.26), seguido por un simple procedimiento algebraico se llegaría a:

$$\rho u_{i,i} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dr} u_r = 0 \quad (2.34)$$

$$-P_{,i} + \left( \eta (u_{i,j} + u_{j,i} - \frac{2}{3} u_{k,k} \delta_{ij}) \right)_{,i} + (R_a \bar{\rho} \alpha T - R_{ab} \Gamma - R_{ac} C) g \delta_{ir} = 0 \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} \rho c_P (T_{,t} + u_i T_{,i}) \left( 1 + 2\Gamma(1-\Gamma) \frac{\gamma_{ph}^2}{d_p h} \frac{R_{ab}}{R_a} D_i (T + T_0) \right) = \\ \rho c_P \kappa K T_{,ii} - \bar{\rho} \alpha g u_r D_i (T + T_0) \left( 1 + 2\Gamma(1-\Gamma) \frac{\gamma_{ph}^2}{d_p h} \frac{R_{ab}}{R_a} \right) + \\ \frac{D_i}{R_a} \Phi + \bar{\rho} H. \end{aligned} \quad (2.36)$$

donde  $R_a$ , es el número de Rayleigh definido como:

$$R_a = \frac{\rho_0 g_0 \alpha_0 \Delta T R_0^3}{\eta_0 \kappa_0}. \quad (2.37)$$

El número de Rayleigh de cambio de fase,  $R_{ab}$ , el número químico de Rayleigh,  $R_{ac}$ , el número de Rayleigh de calentamiento interno,  $R_{aH}$  y el número de disipación  $Di$ , se definen como [Zhong et al., 2000; Tan et al., 2014]:

$$R_{ab} = R_a \frac{\delta \rho_{ph}}{\rho_0 \alpha_0 \Delta T} \quad (2.38)$$

$$R_{aH} = R_{aH} \frac{R_0^3 - R_{CMB}^3}{3R_0^3} \quad (2.39)$$

$$D_i = \frac{\alpha_0 g_0 R_0}{c_{p0}}. \quad (2.40)$$

Considerando las fuerzas inerciales mucho menores que el resto de fuerzas que actúan en el sistema Tierra; es decir, mucho menores que la aceleración de la gravedad; esto con el fin de poder aproximar el modelo a fluidos muy viscosos como los que caracterizan la Tierra (viscosidad del orden de  $10^{21}$  Pas), donde la Ecuación (2.34) incluye variaciones de densidad sin consecuencia de la gravedad. Esto con el fin de suponer un fluido incompresible (aunque se observe en la realidad un manto compresible, donde la convección es controlada por las diferentes variaciones de densidad causado por la gravedad). La Ecuación (2.35) representa el equilibrio entre las fuerzas de presión, las fuerzas de cuerpo representadas por la gravedad y las fuerzas viscosas, al desaparecer el término temporal la ecuación diferencial se convertiría en un problema estacionario. La Ecuación (2.36) relaciona la primera y segunda ley de la termodinámica, incluyen la conservación de la energía y el aumento de entropía causado por diferentes fuentes de calor. El cambio de temperatura con el tiempo es causado por conducción y advección del calor, el calor latente liberado en la transiciones de fase, el calentamiento adiabático donde viene incluida la gravedad y las diferentes fuentes de calor caracterizados por la entalpia  $H$  [Valera, 2010].

### 2.1.3 Condiciones iniciales y de Frontera

En las ecuaciones (2.34), (2.35) y (2.36), se identifican principalmente tres incógnitas: presión, temperatura y velocidad, las cuales se resuelven mediante el sistema de ecuaciones diferenciales parciales junto con las respectivas condiciones iniciales y de frontera. Las condiciones iniciales son solo usadas para la ecuación de conservación de energía y las condiciones de frontera son en general una combinación de velocidades y tracciones descritas en las ecuaciones de masa y de momento. Las condiciones de frontera pueden ser expresadas como:

$$\vec{u}_n |_{r_{min}} = \vec{u}_n |_{r_{max}} = 0 \quad (2.41)$$

$$T |_{r_{min}} = 1 \quad , \quad T |_{r_{max}} = 0. \quad (2.42)$$

Generalmente se aplican condiciones de frontera de deslizamiento libre (free-slip), es decir tensiones tangenciales y velocidades normales iguales a cero, e isotermas para los límites superiores e inferiores. Sin embargo en algunos estudios las velocidades superficiales se definen de acuerdo al movimiento de la placa. La descripción de las fronteras puede observarse en la figura (2.2) [Zhong et al., 2007; Schlag, 2014].

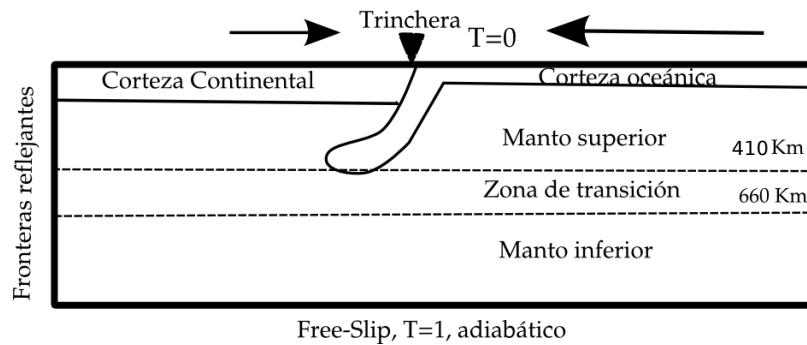


Figura 2.2: Descripción de las condiciones de frontera en dos dimensiones. Modificado de Torii y Yoshioka, 2007

## 2.1.4 Método numérico

A continuación se presenta una breve descripción del método de elementos finitos usado para resolver las ecuaciones de Navier-Stokes, donde primeramente se escribirán las ecuaciones en términos de la formulación débil de Galerkin y después se describirá la parte geométrica del método en la metodología. Se debe tener en cuenta que las ecuaciones de masa y momento son resueltas mediante método de elementos finitos y la ecuación de energía es resuelta mediante el método de elementos finitos de Galerkin Petrov de streamline-upwind.

### 2.1.4.1 Método de elementos finitos

El método de elementos finitos aproxima soluciones de ecuaciones diferenciales parciales que describen problemas sobre dominios continuos. Dicho continuo es transformado en un modelo discreto aproximado a lo que se denomina discretización. Geométricamente el continuo es dividido en un serie de elementos los cuales estarán unidos y conformados por nodos, formando lo que comúnmente se denomina malla. Las incógnitas son resueltas en cada uno de los nodos mediante la interpolación de funciones conocidas. El conjunto de relaciones entre el valor de una variable entre los nodos se puede escribir en forma de un sistema de ecuaciones que se representará por una matriz llamada matriz de rigidez, y donde el número de ecuaciones es proporcional al número de nodos que conforman la malla [Inédito; Frias, 2005].

En el método de elementos finitos por la metodología variacional, las ecuaciones diferenciales son reescritas en ecuaciones integrales sobre el dominio de solución y nuevamente se reescriben como la suma de integrales sobre subdominios. Las funciones de forma que aparecen en la formulación débil son incorporadas de tal manera que el valor de una variable dentro del elemento depende únicamente de los puntos nodales, y son expresadas normalmente en términos de polinomio simples [Inédito].

### 2.1.4.2 Formulación Débil

La discretización del método de elementos finitos es basada en la forma débil del sistema de ecuaciones diferenciales derivados de (2.24) y (2.25); sin embargo, para reducir los cálculos algebraicos se calculará la formulación débil para la ecuación de masa y de momento simplificada:

$$(\rho u_i)_i = 0 \quad (2.43)$$

$$\tau_{ij,j} + \delta R_a T \delta_i r = 0. \quad (2.44)$$

Las anteriores ecuaciones son multiplicadas por las funciones de forma  $v$  y  $w_i$ , independientes del tiempo, la cual puede ser arbitraria dentro de un conjunto de funciones que son junto con su primera derivada cuadrado integrables sobre un dominio  $\Omega$ .

$$\int_{\Omega} v(\rho u_i)_i d\Omega = 0 \quad (2.45)$$

$$\int_{\Omega} w_i \tau_{ij,j} d\Omega + \int_{\Omega} f_i d\Omega = 0 \quad (2.46)$$

Donde  $f_i = \delta R_a T \delta_i r$ , aplicando la propiedad de la divergencia:

$$w_i \tau_{ij,j} = w_{i,j} \tau_{ij} - (w_i \tau_{ij})_{,j}$$

$$\int_{\Omega} w_{i,j} \tau_{ij} d\Omega - \int_{\Omega} (w_i \tau_{ij})_{,j} d\Omega + \int_{\Omega} f_i d\Omega = 0. \quad (2.47)$$

Utilizando el teorema de la divergencia de Gauss

$$\int_{\Omega} w_{i,j} \tau_{ij} d\Omega - \int_{\Omega} w_i \tau_{ij} \cdot n_j d\Omega + \int_{\Omega} f_i d\Omega = 0. \quad (2.48)$$

Reemplazando  $\tau_{ij} = -P \delta_{ij} + 2\eta e_{ij}$

$$- \int_{\Omega} w_{i,j} P \delta_{ij} d\Omega + \int_{\Omega} w_{i,j} 2\eta e_{ij} d\Omega - \int_{\Omega} w_i \tau_{ij} \cdot n_j d\Omega + \int_{\Omega} f_i d\Omega = 0. \quad (2.49)$$

Siendo  $w_{i,j} \eta e_{ij} = \varepsilon(w)^T D \varepsilon(u)$  [Zhong et al., 2000; Zhong et al., 2009]

$$- \int_{\Omega} w_{i,j} P \delta_{ij} d\Omega + \int_{\Omega} \varepsilon(w)^T D \varepsilon(u) d\Omega - \int_{\Omega} w_i \tau_{ij} \cdot n_j d\Gamma + \int_{\Omega} f_i d\Omega = 0. \quad (2.50)$$

Ahora cada una de las incógnitas pueden ser expresadas como una combinación lineal entre las variables a encontrar y las funciones de prueba; este paso se le denomina discretización del dominio  $\Omega$ , que se realiza mediante un conjunto de puntos de la malla de tal manera que los campos de velocidad y presión puedan expresarse en términos de sus valores en los nodos y las denominadas funciones de forma que interpolan los puntos de la malla [Zhong et al., 2009].

$$\mathbf{u} = u_l \mathbf{e}_l = \sum_{j \in \Omega^u - \Gamma} \alpha_j u_{lj} \mathbf{e}_l \quad P = \sum_{k \in \Omega^P} \beta_k P_k \quad (2.51)$$

$$\mathbf{w} = w_i \mathbf{e}_i = \sum_{j \in \Omega^u - \Gamma} \alpha_j w_{ij} \mathbf{e}_i \quad v = \sum_{k \in \Omega^P} \beta_k v_k. \quad (2.52)$$

donde  $\alpha_j$  es la función de forma para la velocidad en el nodo  $j$ ,  $\beta_k$  es la función de prueba para la presión en el nodo  $B$ ,  $\Omega^u$  es el conjunto de nodos de la velocidad,  $\Omega^P$  es el conjunto de nodos para la presión y  $\Gamma$  representa la frontera (las funciones de forma para la velocidad y la presión no necesariamente pueden ser las mismas). Hallando una expresión para  $\varepsilon(w)^T D \varepsilon(u)$  en términos de las funciones de forma:

$$\varepsilon(w)^T D \varepsilon(u) = \varepsilon \left( \sum_{j \in \Omega^u - \Gamma} \alpha_j w_{ij} \mathbf{e}_i \right)^T D \varepsilon \left( \sum_{k \in \Omega^u - \Gamma} \alpha_k u_{lk} \mathbf{e}_l \right) \quad (2.53)$$

$$= \left[ \sum_{j \in \Omega^u - \Gamma} \varepsilon(\alpha_j \mathbf{e}_i) w_{ij} \right]^T D \left[ \sum_{k \in \Omega^u - \Gamma} \varepsilon(\alpha_k \mathbf{e}_l) u_{lk} \right] \quad (2.54)$$

$$\sum_{j \in \Omega^u - \Gamma} w_{ij} \left[ \sum_{k \in \Omega^u - \Gamma} e_i^T B_j^T D B_k e_l u_{lk} \right]. \quad (2.55)$$

Reemplazando en (2.43) y (2.50) las ecuaciones (2.52), (2.52) y (2.55), teniendo en cuenta que  $w_{i,j}$  representa el gradiente en coordenadas esféricas [ver Zhong et al., 2000]:

$$\int_{\Omega} \sum_{j \in \Omega^u - \Gamma} w_{ij} \left[ \sum_{k \in \Omega^u - \Gamma} \mathbf{e}_i^T B_j^T D B_k \mathbf{e}_l u_{lk} \right] d\Omega - \int_{\Omega} \sum_{j \in \Omega^u - \Gamma} \alpha_{j,R} w_{ij} \mathbf{e}_i \sum_{k \in \Omega^P} \beta_k P_k d\Omega = \mathbf{F} \quad (2.56)$$

$$\int_{\Omega} \sum_{k \in \Omega^P} \beta_k v_k \sum_{j \in \Omega^u - \Gamma} \alpha_{j,R} u_{lj} \mathbf{e}_l = 0. \quad (2.57)$$

Realizando la simplificación algebraica (para más detalles ver Zhong et al. 2000; Zhong et al. 2009; Burstedde et al. 2012; Kronbichler et al. 2012 ) se obtiene el siguiente sistema matricial:

$$\begin{bmatrix} K & G \\ G^T & O \end{bmatrix} \begin{pmatrix} U \\ P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F \\ O \end{pmatrix}. \quad (2.58)$$

La matriz de rigidez  $K$ , es determinada por:

$$K_{mn} = \mathbf{e}_i^T \int_{\Omega} B_j^T D B_k \mathbf{e}_l d\Omega. \quad (2.59)$$

donde los subíndices  $j$  y  $k$  representan el número de nodos de la velocidad,  $i, l$  son el número de grados de libertad y  $mn$  es el número de ecuaciones globales para la velocidad. El sistema de Ecuaciones (2.58) es un sistema singular debido a un bloque de

ceros en su diagonal, es simétrica y la matriz de rigidez es simétrica positiva, lo cual es solucionado eficientemente por el Citcoms [Eh Tan et al., 2014] usando métodos iterativos, ya que requieren menos memoria en computación, como el algoritmo de Uzawa, el cual divide el sistema en dos sistemas acoplados de ecuaciones y se obtienen sucesivamente aproximaciones de la velocidad y presión [Atanga y Silvester, 1992; Ramage y Wathen, 1994; Zhong et al., 2006]. Igualmente el Citcoms incorpora el método multigrilla el cual define un conjunto de cuadrículas que están anidadas dentro de nodos comunes, similar a cómo se usan en diferencias finitas, resolviendo ecuaciones en paralelo dentro de varias mallas [Nava, 2016]. El objetivo es propagar la información rápidamente entre los diferentes nodos de la malla, conectándolos directamente entre sí y permitiendo que los nodos que son físicamente acoplados pero alejados en la malla puedan comunicarse directamente durante cada ciclo de iteración. Lo que coincide con la estructura física del problema del flujo de Stokes en el que las tensiones se transmiten instantáneamente a todas las partes del sistema en respuesta a cambios en la fuerzas de flotabilidad o condiciones de contorno [Zhong et al., 2007].

### 2.1.4.3 Formulación de Galerkin Petrov de streamline-upwind (SUPG) de la ecuación de energía

El método de elementos finitos, bajo la formulación de Galerkin es una buena herramienta para solucionar problemas que no incorporen asimetrías (como se observaba en el anterior problema, la matriz de rigidez era simétrica), sin embargo para el caso de la ecuación de conservación de la energía que es del tipo difusión-advención-reacción, la matriz asociada con la convección es asimétrica; y como resultado se incorpora ruido u oscilaciones erróneas denominadas “wiggles” en los nodos. Generalmente este tipo de problemas posee convección dominante [Brooks, 1981]. A partir del comportamiento de desestabilización del operador advectivo y oscilaciones espúreas incorporadas en los nodos de la ecuación, se desarrolló el método SUPG junto con un algoritmo explícito predictor multicorrector para la ecuación de energía dependiente del tiempo, el cual fue desarrollado por Brooks (1981) y Hughes (2000) e incorporados en el Citcoms [Zhong et al., 2007]. A continuación se expresará la ecuación final en su formulación débil descrita por Brooks (1981) junto con las condiciones de frontera es:

$$\int_{\Omega} (\dot{T} + u_i T_{,i}) d\Omega + \int_{\Omega} w_{,i} (\kappa T_{,i}) d\Omega + \sum_e \int_{\Omega_e} \bar{w} (\dot{T} + u_i T_{,i} - (\kappa T_{,i})_{,i} - \gamma) = \int_{\Omega} w \gamma d\Omega + \int_{\Gamma} w q d\Gamma. \quad (2.60)$$

Para mayor información sobre la anterior formulación ver Brook (1981); Zhong et al., (2007); Kronbichler (2012).  $w$  es la función de forma, la cual es definida de igual manera que para el problema anterior y  $\bar{w}$  es la contribución streamline upwind de la función de forma, que es definida mediante un término difusivo adicional  $\tilde{k}$ :

$$\bar{w} = \tilde{k} \hat{u}_j w_{,j} / |u|. \quad (2.61)$$

donde  $|u|$  es la magnitud del flujo de velocidad y  $\hat{u}_j / |u|$  representa la dirección del flujo de velocidad.

$$\bar{\kappa} = \left( \sum_{i=1}^{n_{sd}} \tilde{\xi} u_i h_i \right) / 2 \quad (2.62)$$

$$\tilde{\xi}_i = \begin{cases} -1 - 1/\alpha_i, & \alpha_i < -1 \\ 0 & -1 \leq \alpha_i \leq 1 \\ 1 - 1/\alpha_i & \alpha_i > 1 \end{cases} \quad (2.63)$$

Con  $\alpha_i = \frac{u_i h_i}{2\kappa}$ , donde  $u_i$  y  $h_i$  son el flujo de velocidad y la longitud del elemento en cierta dirección. La función  $\bar{w}$  de streamline-upward puede ser adicionada la termino actual de la difusividad, obteniendo una difusividad total:

$$\kappa + \bar{k} \hat{u}_i \hat{u}_j. \quad (2.64)$$

donde  $\bar{w}$  es discontinua a trozos en las fronteras de los elementos. Considerando que el término difusivo  $\bar{w}(\kappa T_{,i})_{,i}$  es pequeño se puede despreciar. Reescribiendo la Ecuación (2.60) como:

$$\int_{\Omega} w_{,i}(\kappa T_{,i}) d\Omega + \sum_e \int_{\Omega_e} \tilde{w}(\dot{T}) d\Omega + \sum_e \int_{\Omega_e} \tilde{w} u_i T_{,i} d\Omega = \int_{\Gamma} w \gamma d\Gamma + \sum_e \int_{\Omega_e} \tilde{w} \gamma d\Omega. \quad (2.65)$$

Desarrollando en términos de las funciones de forma, quedaría el siguiente sistema:

$$M \dot{\Phi} + (K + C) \Phi = F. \quad (2.66)$$

donde la matriz de masa es:

$$m_{ij}^e = \int_{\Omega_e} N_i N_j d\Omega. \quad (2.67)$$

La matriz de rigidez:

$$K_{ij}^e = \int_{\Omega_e} B_i^T \kappa B_j d\Omega. \quad (2.68)$$

La matriz de advección:

$$c_{ab}^e = \int_{\Omega_e} \tilde{N}_a u_i N_{b,i} d\Omega. \quad (2.69)$$

y  $F = \int_{\Gamma} w \gamma d\Gamma + \sum_e \int_{\Omega_e} \tilde{w} \gamma d\Omega$ , donde la derivada de la temperatura con respecto al tiempo  $\dot{\Phi}$  y la temperatura  $\Phi$  se puede obtener mediante el método de corrector predictor (Ver Zhong, 2007)[Brooks 1981; Zhong et al., 2000; Zhong et al., 2007].

## 2.2 Características del manto y de la placa subductante

### 2.2.1 Reología

La viscosidad del manto depende fuertemente de la presión, el esfuerzo (tasa de deformación), la temperatura, el contenido de fluidos, el tamaño de grano y la composición [Ranalli, 1995]. Su estudio está basado en investigaciones tales como el

“rebote postglacial”, el cual tuvo como fin estudiar la respuesta de una Tierra viscoelástica a la carga y descarga de la superficie. La viscosidad del manto superior fue determinada como  $10^{21}$  Pas; a pesar de su alta viscosidad el movimiento del manto en tiempo geológico puede considerarse como fluido [Valera, 2010]. Los datos de rebote elástico asumen una reología lineal; sin embargo, podrían ser interpretados en términos de un manto de fluido no newtoniano con una reología que sigue una ley de potencias, por lo tanto la viscosidad del manto inferida sería entonces una viscosidad dependiente de la tensión. La velocidad de deformación de la convección del manto y la tensión se denotan por  $\dot{\varepsilon}_m$  y la tasa de deformación por rebote sería  $\dot{\varepsilon}_r$ , por lo tanto la deformación total y el esfuerzo sería:

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_r + \dot{\varepsilon}_m \quad (2.70)$$

$$\sigma = \sigma_r + \sigma_m. \quad (2.71)$$

Para una reología lineal, el esfuerzo en función de la tasa de deformación y la viscosidad queda expresada como:

$$\sigma = \eta \dot{\varepsilon}.$$

Reemplazando:

$$\sigma_r + \sigma_m = \eta(\dot{\varepsilon}_r + \dot{\varepsilon}_m).$$

Sin embargo, estudios de laboratorio sugieren que la reología del manto sigue una ley de potencias:

$$\dot{\varepsilon} = \eta \sigma^n.$$

Considerando  $n = 3$

$$\dot{\varepsilon}_r + \dot{\varepsilon}_m = C(\sigma_r + \sigma_m)^3.$$

aproximando el trinomio a:

$$\dot{\varepsilon}_r + \dot{\varepsilon}_m \approx C\sigma_m^3 + 3C\sigma_m^2\sigma_r.$$

De donde se obtiene la siguiente ley reológica para el manto:

$$\dot{\varepsilon}_m = C\sigma_m^3$$

$$\dot{\varepsilon}_r = 3C\sigma_m^2\sigma_r.$$

La viscosidad efectiva para el manto es:

$$\eta_{eff,m} = \frac{\sigma_m}{\dot{\varepsilon}_m} = \frac{1}{C\sigma_m^2}. \quad (2.72)$$

Y la viscosidad efectiva para el rebote es:



$$\eta_{eff,r} = \frac{\sigma_r}{\dot{\epsilon}_r} = \frac{1}{3C\sigma_m^2} = \frac{1}{3\eta_{eff,m}}. \quad (2.73)$$

Para el caso no newtoniano, la velocidad de deformación y el esfuerzo de la recuperación postglacial definen una viscosidad efectiva que es un tercio de la viscosidad efectiva asociada con la convección del manto. Una tasa de deformación típica para la convección del manto se obtiene dividiendo una velocidad de 50 mm/año por una profundidad de 700 km; Se obtiene  $\dot{\epsilon} = 2.3 * 10^{-15} s^{-1}$ . el producto de esta velocidad de deformación con la viscosidad newtoniana de  $10^{21}$  Pas inferida a partir de datos de rebote postglacial da una tensión de convección del manto de 2.3 MPa. Si el manto no es newtoniano, la viscosidad efectiva de la convección del manto sería 3 veces mayor, por lo tanto la tensión de convección es de 6.9 MPa. Teniendo en cuenta las muchas incertidumbres implicadas en la deducción de la viscosidad y el nivel de esfuerzo en el manto, un factor de incertidumbre 3 asociado con la ley reológica no es demasiado grande. Los estudios del rebote postglacial proporcionan información importante sobre la reología del manto, pero es dudoso que puedan discriminar entre una reología lineal y una reología de tercera potencia [Shubert y Turcotte, 2002].

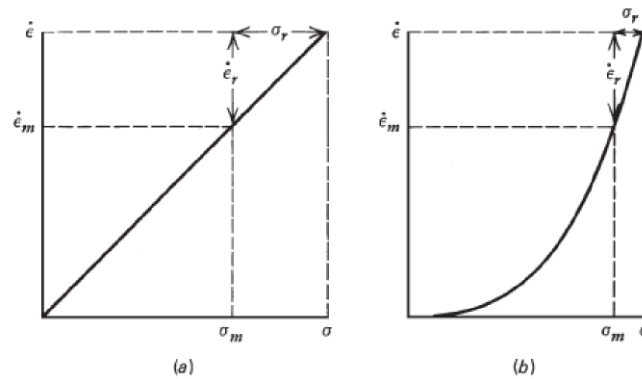


Figura 2.3: La velocidad de deformación y el esfuerzo asociados con el rebote postglacial  $\dot{\epsilon}_r$  y  $\sigma_r$ , respectivamente con respecto a la velocidad de deformación y al esfuerzo asociados con la convección del manto  $\dot{\epsilon}_m$  y  $\sigma_m$ , respectivamente para (a) una reología lineal y (b) una reología cúbica. Tomado de Shubert G y Turcotte (2002)

A demás de estudiar la reología del manto mediante el rebote postglacial, se realizaron estudios sobre la mineralogía del manto superior. Estos son centrados principalmente en el olivino a altas temperatura al ser el principal material que abunda en el manto superior, demostrándose que el manto superior es un fluido no newtoniano con una viscosidad efectiva dependiente de la exponencial inversa de la temperatura y la presión. Para el manto caliente, actúan los mecanismos de fluencia de difusión y dislocación juntos para generar una viscosidad compuesta, sin embargo la fluencia por difusión domina a temperaturas más frías y tamaños de grano más grandes, mientras que la fluencia por dislocación domina a tasas de deformación mas altas y no depende del grano. Hay que tener en cuenta las limitación de datos para el

manto inferior, por lo tanto se supone que para profundidades mayores a 410 km el manto viscoso se comporta igual que los olivinos y piroxenos del manto superior. Las observaciones sísmicas, detectan menos anisotropía en el manto inferior, lo que conlleva a suponer que el manto inferior puede deformarse principalmente por fluencia de difusión [Savage, 1999; Mainprice et al., 2005], mientras que el manto superior su principal mecanismo de deformación es por dislocación, como se describe en la Figura (2.4). Actualmente se están implementando nuevas técnicas para facilitar los experimentos de deformación a las presiones y temperaturas apropiadas para las fases de transición (wadsleyita) y del manto inferior (perovskita) [Shubert y Turcotte, 2002; Cordier et al., 2002; 2004; Valera, 2010; Billen, 2008].

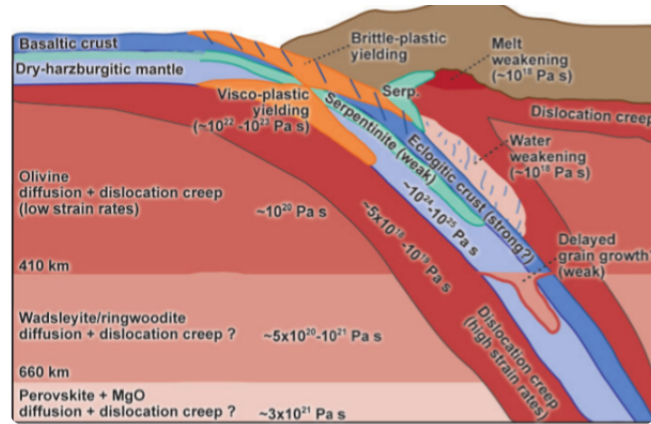


Figura 2.4: Reología de la placa y del manto. Se muestran los principales mecanismos de deformación que afectan la placa y la reología del manto: fluencia por dislocación y por difusión, reducción del tamaño de grano, fronteras del cambio de fase, temperatura, contenido de agua y composición. Tomado de Billen (2008)

Para este estudio se considera un manto newtoniano con reología lineal dependiente de la temperatura, profundidad y composición, cuyo modelo es dividido en cuatro capas: litosfera (0 – 100 km), manto superior (100 – 410 km), zona de transición (410 – 670 km), manto inferior (670 – 2880 km), con viscosidad variable entre cada capa. La viscosidad dependiente de la temperatura es:

$$\eta = \eta_0 e^{\frac{A_e}{T+A_T} - \frac{A_e}{1+A_T}} \quad (2.74)$$

donde  $\eta_0$  es la viscosidad de referencia,  $A_e$  es la energía de activación efectiva no dimensional,  $A_T$  es la compensación de temperatura de 0.1 en cada capa. Las variaciones de viscosidad se encuentran entre  $2 \times 10^{19}$  Pas a  $2 \times 10^{23}$  Pas, consistentes con observaciones de las tasas de deformación sísmica [Billen et al., 2003]

## 2.2.2 Número de Rayleigh y su relación con la convección del manto

La convección en un fluido en presencia de un campo gravitatorio, se genera debido a las diferentes densidades que se producen por la existencia de un gradiente de

temperatura; la difusión y la advección son las maneras de producir intercambios de energía entre las moléculas que componen el fluido. El número adimensional de Rayleigh caracteriza la relación entre las fuerzas de flotabilidad y resistencia viscosa; denominándose número de Rayleigh crítico (su valor es 2000) al punto a partir del cual cualquier perturbación en el sistema inicia el movimiento convectivo del fluido [Valencia, 2005]. Para valores altos de Rayleigh la convección y el transporte de calor son rápidos. El número de Rayleigh que caracteriza el manto debe ser del orden de  $10^5$  a  $10^7$ , el cual depende de la escala de convección y de las propiedades físicas. [Anderson, 1989].

$$R_a = \frac{\rho g \alpha_0 \Delta T d^3}{\kappa_0 \eta_0}. \quad (2.75)$$

$R_a$  es una medida del grado de convección debido a las variaciones de densidad inducidas térmicamente  $\alpha \Delta T$ , en un fluido con viscosidad  $\eta$  en un campo gravitatorio  $g$ . Esto es para un capa de fluido de profundidad  $d$ , con una diferencia de temperatura superadiabática  $\Delta T$  entre la parte superior e inferior [Anderson, 1989].

### 2.2.3 Transiciones de fase y Pendiente Clapeyron

Las transiciones de fase es uno de los fenómenos más importantes en el manto, ya que generan como consecuencia efectos relevantes en la convección y su estudio se ha centrado principalmente en el sistema del olivino puro. De acuerdo al modelo petrológico clásico el manto superior cuenta con el (63%) de olivino, ortopiroxeno (8%), clinopiroxeno (16%) y granate (13%); este conjunto de elementos sufre transiciones de fase estructurales a presiones que corresponden un rango de profundidades de aproximadamente 300-800 km como se observa en la Figura (2.5) [Chirstensen, 1995]. Las transiciones de fase generan como consecuencia las principales discontinuidades sísmicas observadas. A 410 km el olivino experimenta reacciones exotérmicas que lo transforman en polimorfos de alta presión con estructura de espinela, de donde el  $\alpha$ -olivino se transforma a  $\beta$ -Wadsleyita y en la discontinuidad de 660 km la transición de  $\gamma$ -espinela cambia a perovskita (pv) y magnesiowüstita (mw). Dichas transiciones de fase van acompañadas de un aumento de densidad como en la velocidad de ondas sísmicas [Jeanloz y Thompson, 1983; Valera, 2010].

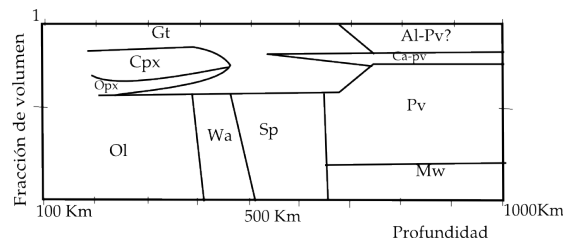


Figura 2.5: Proporción de varios minerales como función de la profundidad para el modelo composicional de pirolitas del manto superior. Opx=orthopyroxeno, Cpx=clinopyroxeno, Gt=granate, Maj= Majorita. Tomado de Chirstensen, (1995).

Las transiciones pueden ser estudiadas mediante una diferencia de densidad  $\Delta\rho$  entre fases y la pendiente de Clapeyron  $\gamma = dP/dT$  de la transición, la cual caracteriza una transición univariante de un sistema monocomponente, dicho en otras palabras, permite estudiar transiciones de fase de primer orden, proporcionando la pendiente de la curva de coexistencia entre dos fases en equilibrio térmico de un diagrama de P-T (Figura (2.6)).

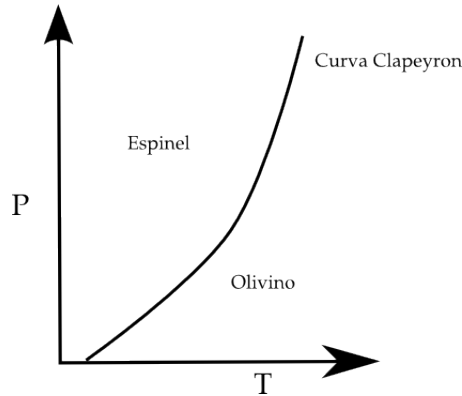


Figura 2.6: Curva de Clapeyron separando dos fases del mismo material. Tomado de Turcotte y Schubert (1982)

La pendiente de Clapeyron puede calcularse mediante la ley de Clausius-Clapeyron para el calor latente y un cambio de entropía  $\Delta S$  [Chirstensen 1995; Inédito]:

$$\gamma = -\frac{\Delta S}{\Delta V} = \frac{Q_L \rho^2}{\Delta \rho T}. \quad (2.76)$$

donde  $T$  es la temperatura absoluta,  $\Delta\rho$  es la densidad media (geométrica) entre dos fases,  $\Delta V$  es la diferencia de volumen específico,  $Q_L$  es el calor latente requerido por unidad de masa para cambiar el material de la fase 2 a la fase 1. Para transiciones divariantes, en la que ambas fases coexisten en un rango finito en el espacio P-T, la pendiente de Clapeyron puede definirse como el promedio de las pendientes  $P/T$ , para los puntos donde comienza la transición y donde termina [Chirstensen, 1995]. Para el cambio de fase de 410 km, la fase densa (espinel) se encuentra debajo de la fase (olivino); se genera calor cuando el olivino cambia de olivino a espinel, y por lo tanto  $\Delta\rho$ ,  $Q_L$  y  $\gamma$  son positivas. Para la transición de fase de 660 km, existe una descomposición de los componentes oxidados se dice que la transición de fase es de tipo endotérmico con  $\Delta\rho > 0$  y por lo tanto  $Q_L$  y  $\gamma$  son negativos. La estabilidad o inestabilidad de la transición de fase univariante, está determinada por una serie de efectos, tales como la dilatación térmica del material y el desplazamiento del límite de fase acoplada con la diferencia de densidad entre las fases [Schubert et al., 1975].

#### 2.2.4 Evolución de la placa subducida y su interacción con el manto inferior

La evolución de la placa subducida puede estar afectado por un sin fin de procesos físicos que generan como consecuencia modificación geométrica o en su forma de subducción; muchas de estas modificaciones están relacionadas con su interacción con el manto. Mediante tomografías sísmicas se ha observado placas que penetran el manto inferior y placas que por el contrario se estancan y aplanan en la zona de transición, placas que poseen una subducción inclinada y que después de cierto tiempo empieza a dominar la subducción subhorizontal. Dichos comportamientos aún se encuentran en investigación ya que pueden existir diversas razones relacionadas con la física del manto que conlleven a las diferentes formas de subducción que se observan en la tomografía sísmica. Como ejemplo de lo mencionado, la paradoja de placas de gran edad que se estancan en la zona de transición, mientras placas relativamente jóvenes que penetran la zona de transición y el manto inferior; de allí se explora la variedad de mecanismos que afectan la flotabilidad de la placa, su reología, el comportamiento del manto y sus efectos de flujo a gran escala.

La evolución de las placas subducidas depende la geometría impuesta por el ambiente tectónico y de las fuerzas que favorecen su subducción y fuerzas de resistencia que se oponen a su movimiento, donde estas cambian con la profundidad y el tiempo, como se muestra en la Figura(2.7). Las fuerzas que favorecen al subducción incluyen el empuje de la trinchera, la flotabilidad negativa debido a anomalías térmica frías y la elevación de la transición de fase de olivino a wadsleyita a una profundidad de 410 km. Las fuerzas de resistencia incluyen la flexión de la litosfera y la fricción entre el acoplamiento de placas a poca profundidad, el cizallamiento viscoso en el manto y las fuerzas de flotabilidad positivas debido a la transición de fase de espinela a pervoskita y magnesiowustita a una profundidad de 660 km y las anomalías de presión inducidas por el flujo [Billen, 2008].

Cada una de las fuerzas mencionadas anteriormente depende de la historia de subducción como la edad y reología de la litosfera subductante, la velocidad de hundimiento y la duración de la subducción; las cuales juegan un papel fundamental en la dinámica de la placa y cada una de ellas bajo ciertas circunstancias se vuelven más o menos importantes. Por ejemplo, los modelos de subducción temprana supusieron que los terremotos profundos estaban relacionados con el calentamiento rápido de placas y por lo tanto la flotabilidad negativa se limito al manto superior [Toksöv et al., 1971], sin embargo la teoría de terremotos controlados por los comportamientos térmicos fue reemplazada por mecanismos que dependen de los cambios de fase. De allí la capacidad de las placas para subducir profundamente en el manto va a depender de la magnitud de otras fuerzas de flotabilidad que surgen en la placa que ayudan o impiden la subducción y las fuerzas de cizalladura viscosa que se oponen [Billen, 2008].

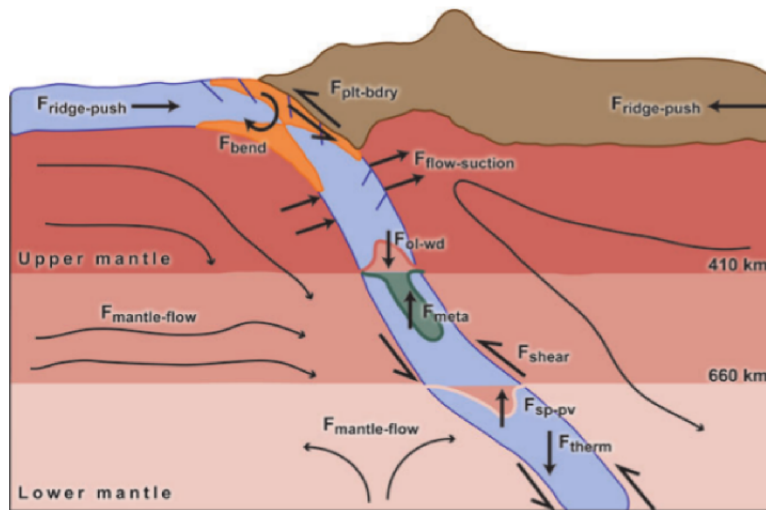


Figura 2.7: Ilustración de fuerzas que actúan en el placa, las fuerzas que incluyen flotabilidad negativa causada por anomalías térmicas de una placa fría y un cambio de fase elevado a 410 km. Las fuerzas de resistencia como el acoplamiento de la placa, el cizallamiento viscoso y la flotabilidad positiva (menor densidad) debido a la fase deprimida a 660 km, ver Figura 2.8. Tomado de Billen, (2008)

Una vez que inicia la subducción, la placa comienza a experimentar reacciones físico-químicas que darán origen a transiciones de fase debido a la temperatura y la presión, dichas transiciones de fase se determinan mediante la magnitud de las curvas de Clapeyron. Para el cambio de fase olivino-espinel, la pendiente de Clapeyron es positiva, asociado a una liberación de calor que calienta la placa descendente. Dichas transiciones de fase se han supuesto que se producen en el equilibrio térmico o muy cerca de él, sin embargo en las partes más frías de las placas, la cinética de reacción puede ser tan lenta que la fase de baja presión se mantiene preservada hasta grandes profundidades [Sung y Burns, 1976; Daessler y Yuen, 1993]. Rubie y Ross (1994) concluyeron que a temperaturas de 500 grados, se esperaría que el olivino en el núcleo de placas de subducción rápida se preservaría hasta profundidades de 550 km; si la cinética de reacción lenta juega un papel importante, la discontinuidad de 410 km deber ser deprimida en lugar de elevada para los lugares más fríos de la placa (Figura 2.8). Para 660 km, si la cinética de reacción es lenta, puede jugar un papel importante en el hundimiento de la placa en el manto inferior, lo cual estaría controlado por el tiempo de difusión térmica necesaria para calentar las partes más frías del material acumulado en la zona de transición de la tal manera que se produzca la transformación de fase [Chirstensen, 1995].

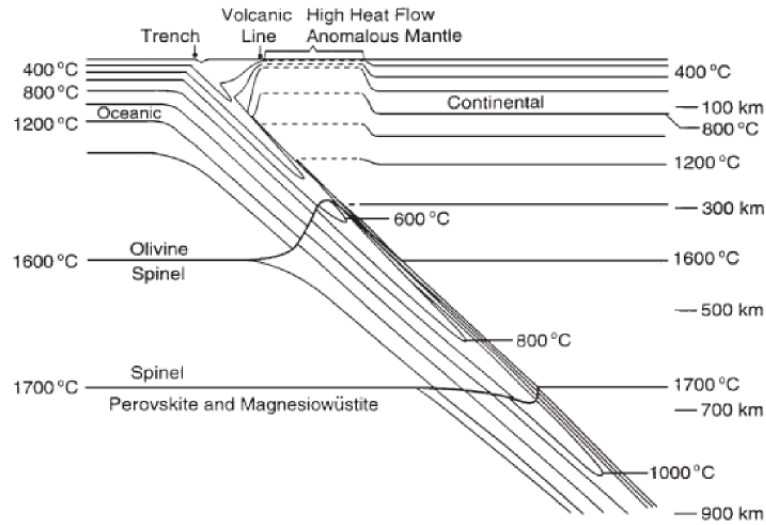


Figura 2.8: Estructura térmica de una litosfera descendiendo incluyendo los límites de la transición olivino-espínel y espínel-óxidos. Las líneas delgadas representan las isotermales, notese la elevación que existe en el cambio de fase olivino-espínel y la depresión en la transición espínel-óxidos. (Tomado de Turcotte y Schubert, 1982)

En la discontinuidad de 660 km la transformación de fase de ringwoodita a perovskita+magnesiowüstita posee una pendiente de Clapeyron negativa, por lo tanto se genera una flotabilidad positiva dentro de la placa más fría que el manto ambiental. Cuanto más pronunciada sea la pendiente de Clapeyron mayor será la flotabilidad ejercida sobre la placa, en un caso donde no exista retroceso de la trinchera; si la flotabilidad positiva excede la fuerza de la gravedad, la placa puede flotar y estancarse en la zona de transición. Dicha resistencia al hundimiento probablemente podría afectar la circulación térmica y química del manto a largo plazo.

Por otro lado, placas dominadas por la fuerza de gravedad, se hunden en el manto inferior, disminuyen su velocidad de subducción al interactuar con el manto más viscoso (se ha propuesto que dicha viscosidad no varía abruptamente con respecto al manto superior de lo contrario ninguna placa podría hundirse debajo de 660 km) y recuperan su flotabilidad negativa. De allí se establece que las transiciones de fase endotérmica y los saltos de viscosidad proporcionen los efectos necesarios para el estancamiento o hundimiento de la placa, acompañado con un retroceso de la trinchera. Las estimaciones experimentales para la pendiente de Clapeyron en la transición ringwoodita a perovskita+magnesiowüstita están entre  $-0.5$  y  $-2.0$  MPa/K [Christensen, 1995; Torii y Yoshioka, 2007; Agrusta et al., 2017].

Los diferentes estudios numéricos realizados sobre la interacción de la placa con la zona de transición y el manto inferior [Yoshioka y Sanshadokoro, 2002; Yoshioka y Torii, 2007; Cizcova et al., 2012; Cizcova y Bina, 2013; Agrusta et al., 2016, entre otros], establecen dos posibles razones que pueden afectar el estancamiento o hundi-

miento de las placas: (1) la resistencia del manto a fluir a través del límite superior e inferior; (2) la forma y la resistencia de la placa cuando comienza a interactuar con el límite, jugando un papel importante el retroceso de la trinchera (placas más viejas, inducen un mayor retroceso de la trinchera) [Garel et al., 2014; Agrusta et al., 2017]. Los saltos de densidad y la deflexión en la frontera del manto inferior se describen como un parámetro de flotabilidad de fase, una medida de la flotabilidad local debido a la transición de fase comparada con la fuerza motriz de convección térmica total [Christensen y Yuen, 1985].

Para placas viejas la transición de fase puede retrasarse cinéticamente, esto reduciría la flotabilidad negativa de las placas más antiguas y ayudaría a su estancamiento en la zona de transición. Al hundirse las placas desarrollarán una forma más redondeada, debido a que es más eficiente que la geometría plana con la que inician la subducción. Las placas aplastadas en la zona de transición empiezan a plegarse, el tiempo que la placa tiene disponible para doblarse controla su tasa de hundimiento que se rige por su densidad, si el tiempo de hundimiento es demasiado corto para permitir que la placa se curve, la trinchera se retirará mientras la placa se subduce, entre más tiempo necesite para doblarse, más retroceso ocurrirá. En una escala de tiempo de 100-200 Ma se espera que la mayor parte del material se hunda en el manto inferior [Goes et al., 2017].

#### 2.2.4.1 Efectos reológicos secundarios

Ya se mencionó que las transiciones de fase y la viscosidad controlan principalmente la resistencia de la placa en el manto superior y juegan un papel fundamental en el hundimiento de placas en el manto inferior o su estancamiento en la zona de transición; sin embargo, otras características como el contenido de agua, el tamaño de grano y la composición también juegan un papel importante en la evolución de la placa cuando interactúa con el manto.

##### **Concentración de agua**

La concentración de agua en el olivino puede variar de 10 ppm-H/Si a más de 3000 ppm-H/Si, lo que conduce a cambios en la viscosidad, generando probablemente como consecuencia disminución de la viscosidad en la cuña del manto y un aumento de la viscosidad de una porción del manto litosférico que se deshidrata por la fusión de la trinchera, en regiones donde la baja viscosidad se desarrolla con el tiempo en respuesta a la deshidratación, la reducción de viscosidad conduce a una convección de pequeña escala.

El transporte de aguas profundas por placas subducidas y su deshidratación afectan las propiedades físicas de los materiales en el manto y pueden modificar la dinámica de la placa; los materiales atrapados en la zona de transición se reciclan en todo el manto, lo que es consistente con evidencia geoquímica, logrando clasificar diferentes etapas de deshidratación de la placa, la cuña del manto, el manto superior, la zona de transición y el manto inferior; sin embargo, debido a la menor cantidad de agua

---



en los minerales del manto inferior que en los minerales de la zona de transición se sugiere que la deshidratación debe ocurrir en la profundidad donde ocurre la transformación de fase de 660 km. Los diagramas de fase derivados de peridotita y basalto han mostrado una clara diferencia en la pendiente de Clapeyron entre condiciones secas y húmedas, donde las pendientes de Clapeyron para la discontinuidad de 410 km se vuelven más inclinadas bajo condiciones húmedas y su capacidad de contenido de agua aumenta con temperaturas más frías [Billen 2008; Tajima et al., 2015].

### **Tamaño de grano**

El efecto del tamaño de grano sobre la viscosidad se relaciona mediante la ley de potencia de la fluencia de difusión sobre el tamaño de grano (Ver Billen, 2008, Ecuación 7), ni el tamaño medio de grano ni la variación de tamaño en el manto son bien conocidos. Se cree que la presencia de fases menores, como los piroxenos, aumentan el crecimiento de los granos de olivino, mientras que la recristalización reduce el tamaño de grano, sugiriendo que en la mayoría de regiones del manto, los procesos de reducción y crecimiento de grano están equilibrados [Hirth 2003; Hirth y Kohlstedt, 2003]. Sin embargo una excepción importante a este modelo de tamaño de grano equilibrado es el crecimiento después de las transiciones de fase en el interior de las placas frías. En regiones con altas temperaturas del manto, el crecimiento de grano después de la transición de fase es rápido contrariamente a regiones frías donde el grano puede retrasarse cinéticamente conduciendo a regiones aisladas con tamaño de grano pequeño y baja viscosidad [Rubie, 1984; Riedel y Karato, 1997; Yamazaki et al., 2000; Billen, 2008].

Dentro de los posibles factores que podrían producir un estancamiento de la placa se encuentra la disminución de la viscosidad dentro de una placa fría debido a la reducción del tamaño de grano, jugando un papel importante en el debilitamiento de las placas y facilitando la flexión de estas. Sin embargo, en los estudio numéricos realizado por Goes et al. (2017), obtuvieron el estancamiento de la placa en los rangos de parámetros realistas obtenidos de experimentos de P-T altos y otras observaciones geofísicas combinando la pendiente de Clapeyron, la alta viscosidad del manto inferior, la velocidad de retroceso de la trinchera y los ángulos de inmersión, sugiriendo que los efectos de la cuña de olivino metaestable y la reducción del tamaño de grano dentro de una placa fría podrían no representar el principal mecanismo de estancamiento de la placa, sino un mecanismo secundario [Goes et al., 2017].

# Capítulo 3

## Metodología

Para el desarrollo de este estudio se usaron herramientas de modelado numérico paralelizado, asistido por cálculos efectuados en el clúster de alto rendimiento Horus del Centro de Geociencias. Los parámetros de entrada para el modelo son basados en información disponible en publicaciones científicas, como la evolución de la zona de subducción en los últimos 20-30-40 Ma, dependiendo de la edad, la velocidad, los parámetros asociados a los cambios de fase en la zona de transición y las distribuciones de viscosidad [Christensen 1995; Sdrolias y Müller, 2006; G3; Torii y Yoshioka, 2007; Billen 2008; Cizcova et al., 2012; Goes et al. 2017; Agrusta et al., 2017; entre otros]. El software Citcoms resuelve las ecuaciones de Navier-Stokes en 3D en su sistema de coordenadas esféricas y finalmente los resultados obtenidos son visualizados en open-source paralelizado ParaView ([www.paraview.org](http://www.paraview.org)).

### 3.0.1 Citcoms

El Citcoms resuelve los problemas de convección térmica no lineal dependiente del tiempo, mediante el método de elementos finitos usando su formulación primitiva variable (es decir, velocidad y presión) en tres dimensiones en geometría esférica. Anteriormente el Citcoms era un software 3D cartesiano [Moresi y Gurnis, 1996]; sin embargo, actualmente tiene incorporado geometría esférica, computación en paralelo y un algoritmo multigrilla completo. Como se mencionó anteriormente Citcoms resuelve la ecuación de momento acoplada con la restricción de incompresibilidad (Ecuación 2.24) mediante el algoritmo de Uzawa y usa el método de Galerkin-Petrov para resolver la ecuación de energía. La construcción de la malla es realizada mediante elementos hexaédricos (es decir ocho nodos de velocidad con funciones de interpolación trilineal y un nodo de presión constante para cada hexaedro, Figura (3.1)), este tipo de geometría para los elementos fue escogida con el fin de determinar con precisión la presión (es decir, la topografía dinámica) en un flujo de Stokes incompresible.

---

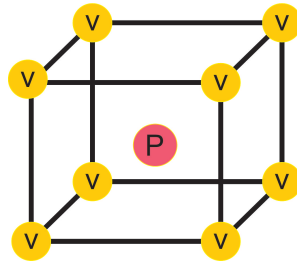


Figura 3.1: Representación del elemento con sus nodos de velocidad y presión

El uso de elementos hexagonales de ocho nodos significa que la esfericidad sólo se realiza para cada elemento de manera aproximada. La malla numérica está diseñada para tener una resolución relativamente uniforme tanto en regiones polares como ecuatoriales, evitando una resolución excesiva cerca de los polos. Para modelos globales, la Tierra es dividida en 12 partes, y cada una de las partes es dividida en elementos de  $N \times N \times M$ , representando la gran ventaja de que la computación en paralelo está incorporada naturalmente mediante el código de alto rendimiento multigrilla, Figura (3.2) [Zhong et al., 2000].

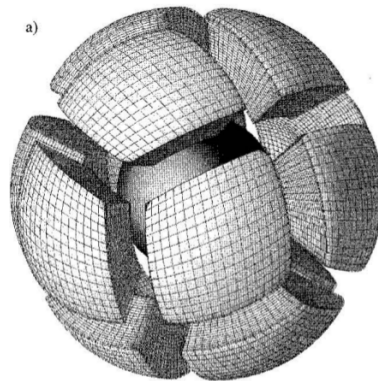


Figura 3.2: Descomposición en 3D de la malla en Citcoms para la descomposición de computación en paralelo. Tomado de Zhong et al. 2000

Citcoms genera mallas y geometrías de dos maneras. De forma predeterminada producirá una malla para una geometría regional que está unida por líneas de latitud y longitud constantes y la opción de generar mallas globales con la aproximación de un cascarón esférico. Para una malla regional que es la que se usó en este estudio, se generarán mallas regulares con la opción de refinamiento de la red en función de la latitud, longitud o el radio, de donde las coordenadas estarán definidas como:  $\theta$  (o  $x$ ) es la colatitud medida desde el polo norte,  $\phi$  (o  $y$ ) es la longitud este y  $z$  es el radio, dichas coordenadas están medidas en radianes. La numeración de los nodos es en la dirección  $z$  primero, luego en dirección  $x$  y finalmente en  $y$ . Esta convención de numeración se utiliza para datos de entrada y salida, ver Figura (3.3) y Figura (3.4) [Eh Tan et al., (2014); Citcoms].

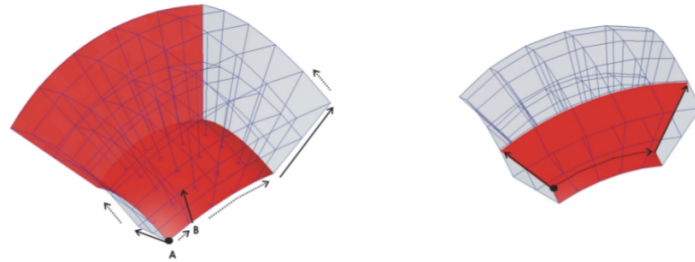


Figura 3.3: Numeración global de elementos. Izquierda: La numeración del nodo global comienza en la base de la flecha A ( $\theta_{min}$ ,  $\phi_{min}$ ,  $z_{inner}$ ) y avanza de 1 en la base, hasta el nodo  $z$  en la punta. Al llegar a la punta, la numeración continúa desde la base de la flecha B ( $nodo + 1$ ) hasta su punta (2 nodos), y así sucesivamente para todos los nodos en el plano  $\phi = \phi_{min}$ . Derecha: Después de completar cada plano de  $z\theta$ , el índice  $\phi$  se incrementa y la numeración comienza desde ( $\theta_{min}$ ,  $z_{inner}$ ) como a la izquierda. Tomada de Eh Tan et al., (2014), Citcoms

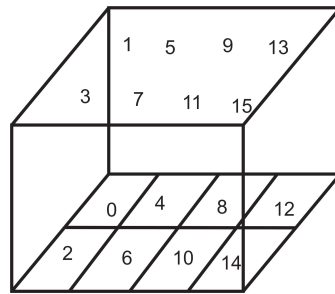


Figura 3.4: Ejemplo de Numeración para un dominio dividido en 16 elementos

### 3.0.1.1 Paralelización

El modelado de placas y su interacción con el manto en 3D, requiere resolver ecuaciones matriciales con una cantidad considerable de incógnitas, lo que genera como consecuencia un alto costo computacional que sin las herramientas adecuadas el problema puede llegar a resolverse en semanas hasta meses. Debido al alto costo computacional que requiere resolver problemas que cada vez se aproximen más a las observaciones se desarrolló la computación paralelizada. En el Citcoms el dominio es dividido en cuadrículas, donde cada división es resuelta por una computadora del clúster y es tratado como un problema individual de tamaño reducido. Localmente el problema reducido es tratado mediante el gradiente conjugado o el algoritmo multigrilla, dicha división requiere un tratamiento especial para los nodos fronterizos de cada bloque, para garantizar la convergencia. Para dicho tratamiento de los nodos la implementación de paralelización del Citcoms esta habilitada mediante Message Passing Interface (MPI) para comunicaciones interprocesador, es decir, se encarga de intercambiar el resultado de las fronteras de los bloques entre las particiones como se describe en la Figura (3.5) [Zhong et al., 2000; Vargas 2010].

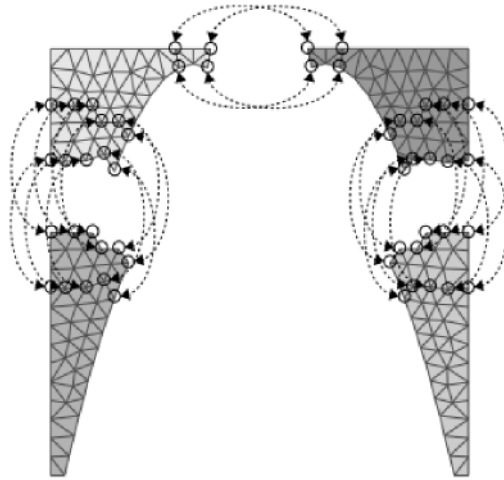


Figura 3.5: Ejemplo de división del dominio en bloques. Tomado de Vargas (2010)

MPI es una biblioteca estándar para programación en paralelo bajo el paradigma de comunicación de procesos mediante pasaje de mensajes. El código es ejecutado simultáneamente por cada uno de los procesadores, donde cada uno de los procesos de funciones permiten: iniciar, gestionar y finalizar procesos MPI, comunicar datos entre grupos de procesos y crear tipos arbitrarios de datos [Herrera et al., 2007]

### 3.0.2 Modelo Inicial

Para modelar la interacción de la placa Cocos que subduce debajo de norteamérica con la zona de transición y el manto inferior, se escogió como lugar de estudio la región en donde la placa subduce horizontalmente, esto es debido a que se tiene un buen conocimiento sobre su comportamiento a partir de varios estudios. El dominio de estudio es sobre una geometría esférica y es construido por el Citcoms mediante la metodología de malla regional. Las dimensiones del modelo se pueden apreciar en la Tabla (3.1) y visualizarse en la figura (3.6).

Tabla 3.1: Tabla de dimensiones del modelo

Dirección	Dimensión	Radianes
Latitud $\phi$	9556.5 km	1.5
Longitud $\theta$	3185.73 km	0.5
Profundidad $r$	1911 km	0.3
Trinchera	4778.25 km	0.75

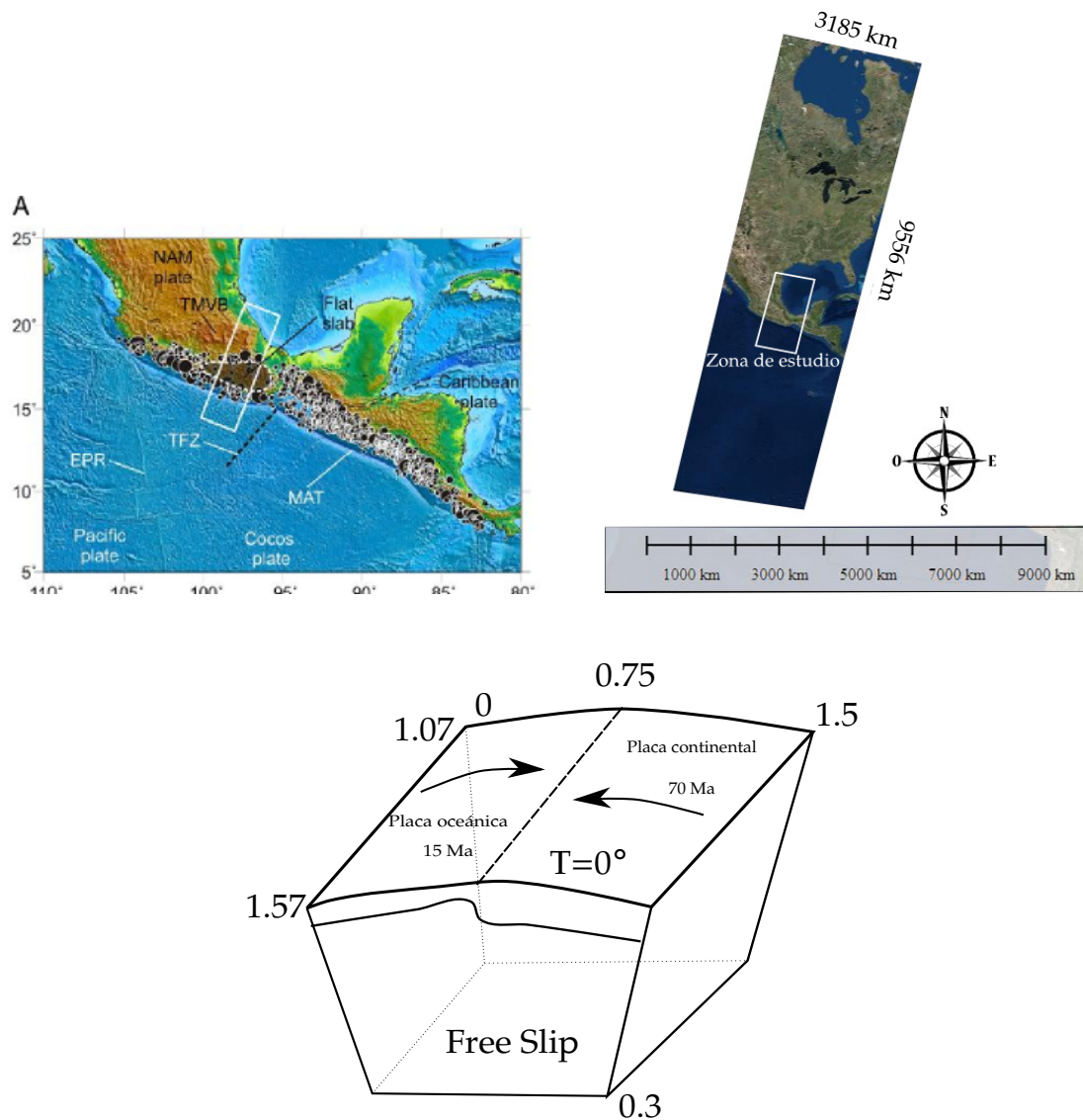


Figura 3.6: Dimensiones del modelo y la zona de estudio enfocada a la región donde Cocos presenta subducción plana. Las dimensiones son escogidas de esta forma debido a la condiciones de frontera reflejantes. Arriba a la izquierda, la zona de estudio en color blanco, tomado de Manea et al. (2013). Arriba a la izquierda las dimensiones del modelo en superficie. Abajo se representa las dimensiones del modelo en radianes, la placa continental tiene una edad de 70 Ma y la placa oceánica 15 Ma.

El dominio es dividido en 513 nodos en dirección latitudinal, 257 nodos en la dirección longitudinal y 129 nodos en la dirección radial, para tener un total de 17.007.489 nodos y un total de elementos de 16.777.216. En cada dirección se le asocio un número de procesadores que se encargarán de resolver el problema de manera dividida (ver Figura 3.7), ocupando un total de 64 CPUS o núcleos de cálculo. El dominio es dividido de acuerdo con la cantidad de procesadores usados mediante la siguiente relación:  $17 * 2 - 1 = 33$ ,  $33 * 2 - 1 = 65$ ,  $65 * 2 - 1 = 129$  y  $129 * 2 - 1 = 257$ ; esto es con el fin de que los procesos de cálculo puedan ser resueltos de manera equilibrada.

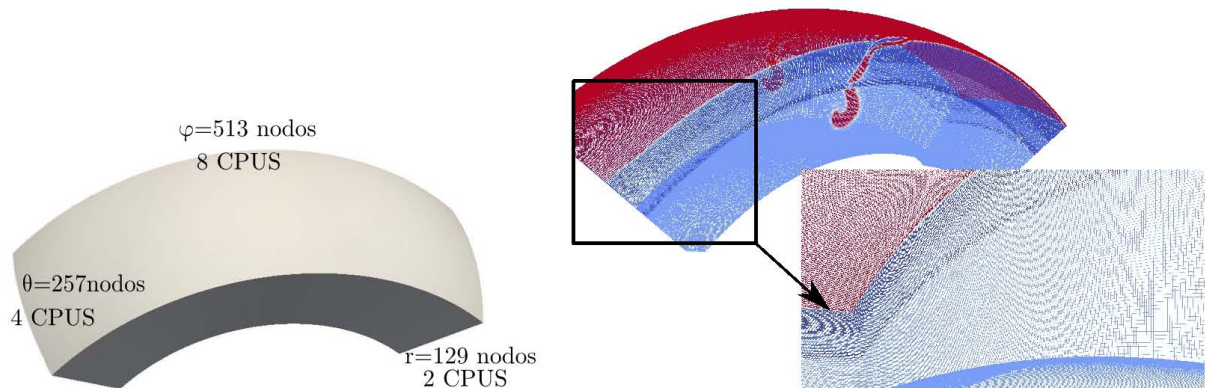


Figura 3.7: La dirección latitudinal poseerá la mayor cantidad de nodos por lo tanto se usaron 8 procesadores en esta dirección, la dirección latitudinal 4 procesadores y el dirección radial 2 procesadores.

Inicialmente la parte superficial del modelo es dividido en una litósfera oceánica de 15 Ma, una litósfera continental de 70 Ma, y cuatro capas que representarán el manto superior, zona de transición, una capa de baja viscosidad y el manto inferior (Figura 3.8). La temperatura de la litósfera es constante y varía con respecto a la profundidad de acuerdo con la edad inicial de las placas; siendo  $T = 0^\circ$  en la superficie y la distribución de temperaturas de las placas dependerán de su edad y espesor. En la parte inferior se impone una isoterma con  $T = 1$  y con condición de frontera free-slip (libre de deslizamiento, esfuerzo normales y de cizalla iguales a cero). Las fronteras de los lados son de tipo reflejante, por ello se construye un modelo lo suficientemente grande para que el flujo reflejado no alcance a interactuar con la placa y modifique su geometría.

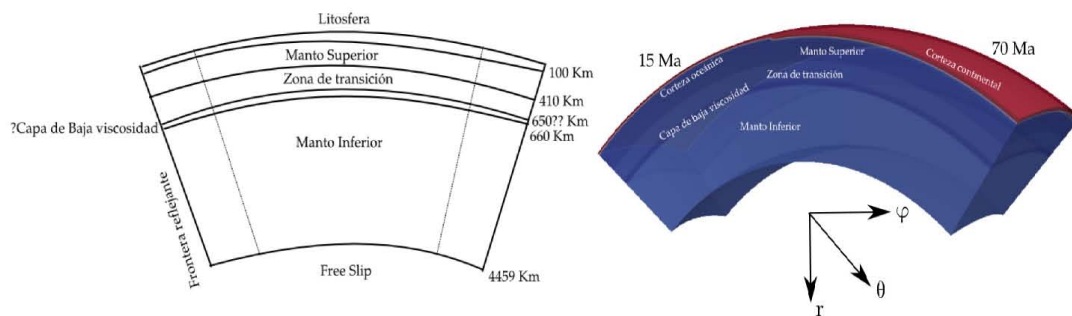


Figura 3.8: Capas que componen el dominio de estudio

Entre la placa continental y la placa oceánica se crea un artificio numérico denominado canal de baja viscosidad ( $0.1 * 10^{21}$  Pas) con un ancho de 20 km y va desde 40 km hasta 300 km de profundidad como se muestra en la Figura (3.9), y es definido con el fin de desacoplar las placas y lograr generar subducción. La Trincheras es ubicada en la mitad del dominio que dependiendo del problema podrá permanecer estacionaria o moverse junto con la placa continental. La velocidad de la placa

oceánica puede ser constante o variable mediante la construcción de un grupo de archivos con la información de la velocidad de la placa oceánica durante un periodo.

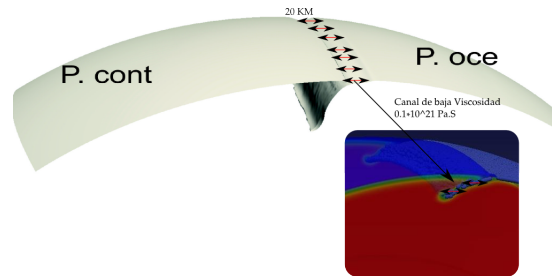


Figura 3.9: Canal de baja viscosidad que permite generar la subducción

Citcoms genera como respuesta de salida, archivos que mediante el Paraview es posible visualizar la distribución de la temperatura y de la viscosidad (Figura 3.10).

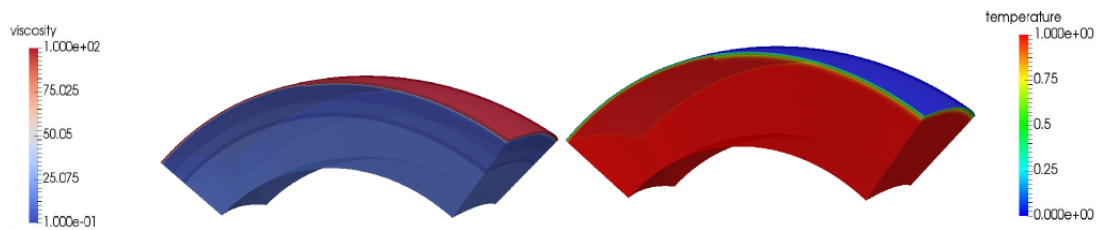


Figura 3.10: A la derecha se observa la distribución de viscosidad y la izquierda la distribución de temperatura para la placa Cocos y Norteamérica

Para rastrear el movimiento de la litosfera oceánica subducida se usan millones trazadores pasivos que se mueven con el flujo del manto sin modificarlo. La gran cantidad de trazadores definidos es debido a la necesidad de rastrear la placa hasta altas profundidades, si no se definen de manera adecuada probablemente se consuman por completo en el manto generando como consecuencia la imposibilidad de seguir la placa hasta las profundidades requeridas (Figura 3.11).

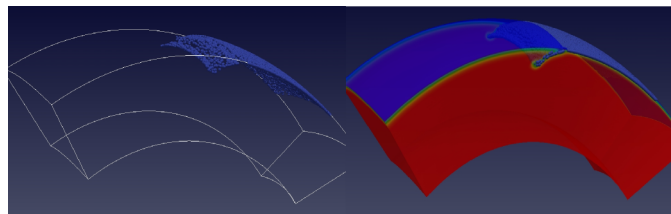


Figura 3.11: trazadores rastreadores de la placa en subducción

Una de las problemáticas de modelar la subducción de placas, es la imposibilidad de conocer su historia tectónica, por ejemplo, se desconoce la geometría de la pla-



ca de Cocos hace aproximadamente 20 Ma. Por lo tanto se construyeron modelos suponiendo un estado inicial de Cocos los cuales fueron obtenidos imponiendo una velocidad variable de frontera en la parte inferior del dominio. Generando como consecuencia cambio en el vigor del flujo del manto, empujando por debajo la placa subducida y cambiando finalmente su ángulo de buzamiento. Estos modelos se generaron incorporando dos velocidades de placa oceánica de 5 cm/año y 7 cm/año y con placa continental y la trinchera en estado estacionario. Se crearon modelos con velocidad variable adimensional de la frontera inferior de -5000 (-2.26 cm/año), -10.000 (-4.9 cm/año), -15.000 (-7.42 cm/año) y -25.000 (-12.34 cm/año) para velocidades de placa continental de 5 cm/año y 7 cm/año obteniendo un total de 16 modelos, de los cuales se escogieron solo dos que se muestran en la figuras (3.12) y (3.13). Cabe mencionar que los valores de velocidad inferior son adimensionales y para obtener el valor en cm/año se debe realizar el siguiente cálculo:

$$u_i = u'_i \frac{\kappa_0}{R_0}. \quad (3.1)$$

donde  $u'_i$  corresponde al valor adimensional,  $\kappa_0$  es la difusividad térmica y  $R_0$  es el radio de la Tierra.

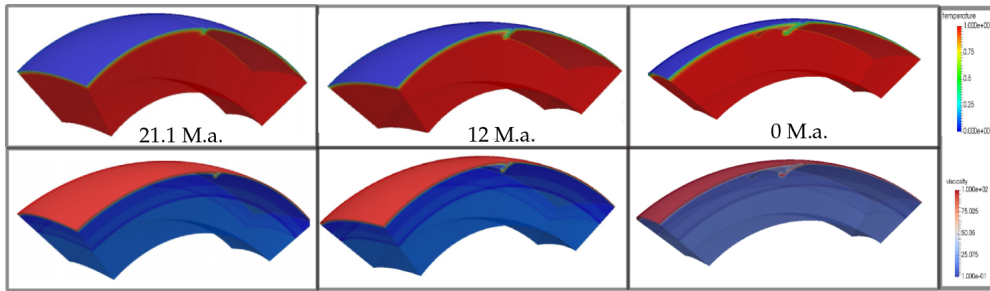


Figura 3.12: Modelo A inicial, con una velocidad de placa continental de 7 cm/año y una velocidad variable de frontera inferior de  $-12.34$  cm/año, numérica y adimensionalmente este valor corresponde a  $-25000$ . El modelo se construyó con 500 pasos, es decir durante 40 M.a.

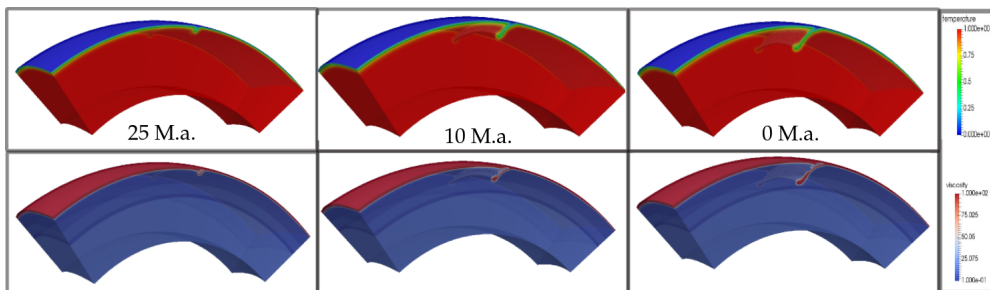


Figura 3.13: Modelo B inicial, con una velocidad de placa continental de 5 cm/año y una velocidad variable de frontera inferior de  $-2.46$  cm/año, numérica y adimensionalmente este valor corresponde a  $-5000$ . El modelo se construyó con 500 pasos de tiempo numéricos; es decir, durante 40 M.a.

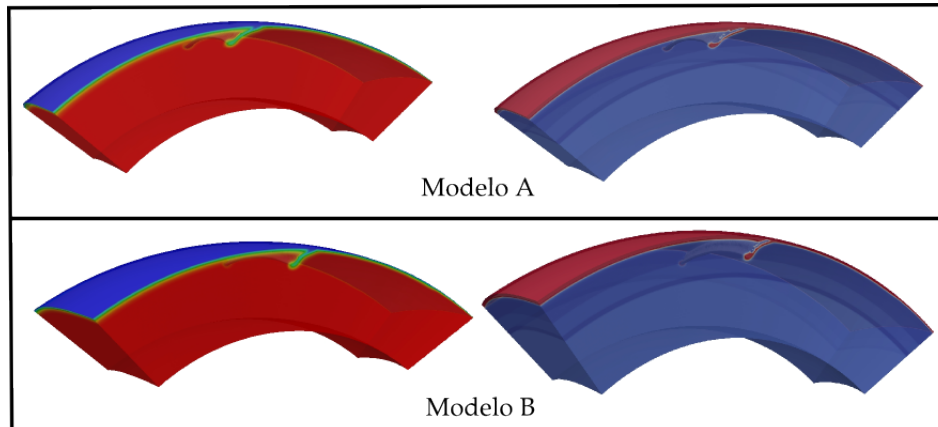


Figura 3.14: Arriba se identifica el modelo inicial A, el cual fue obtenido en un tiempo geológico de 21 Ma y abajo el modelo inicial B, con 300 pasos de tiempo con tiempo geológico de 10 M.a. El Modelo B fue escogido hasta el paso 300, ya que lo que se buscaba con los modelos iniciales era alcanzar el manto superior

Los modelos iniciales con diferente inclinación y velocidad de placa subductante (Figura 3.14) se realizaron con el fin de determinar como la geometría inicial de la placa afecta los resultados finales al incorporarle al modelo las distribuciones de viscosidad, las transiciones de fase, movimiento de la placa continental y la trinchera y velocidad variable a la placa Oceánica; los resultados obtenidos son comparados con la tomografía sísmica tomada del estudio de Gorbatov y Fukao (2005) (Figura 3.15), al poderse observar la continuidad de la placa Cocos en el manto inferior. Es importante mencionar que los estudios de Ferrari (2004) y los estudios de tomografía sísmica de Husker y Davis (2009) no identifican dicho hundimiento en el manto inferior, sugiriendo que la placa penetra en la zona de transición, pero no es continua, terminando a 570 km de profundidad.

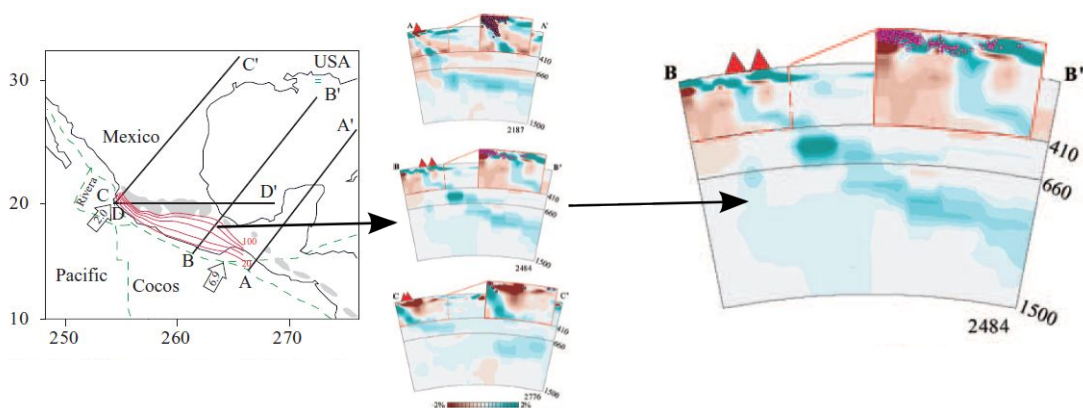
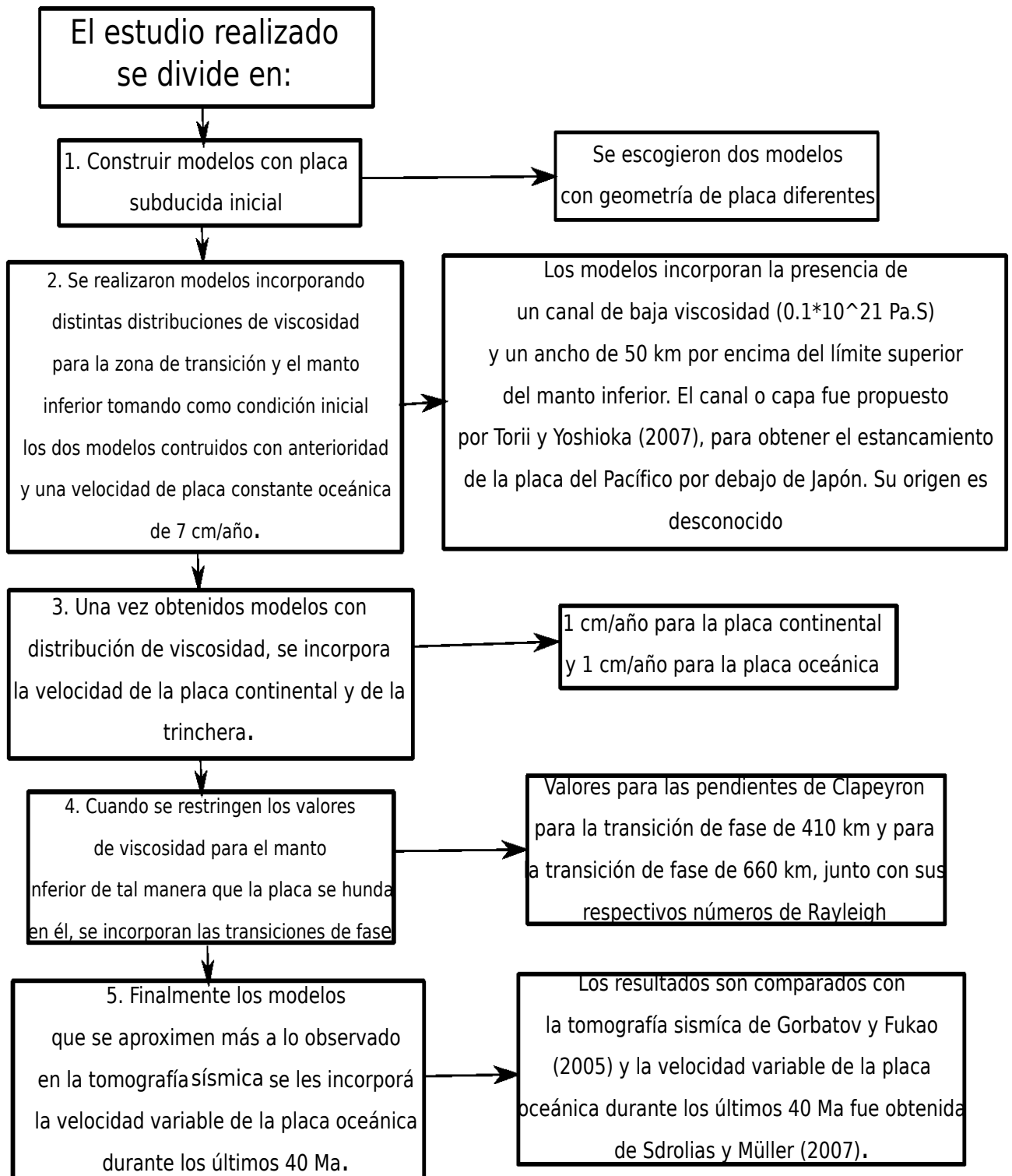


Figura 3.15: Tomografía sísmica obtenida de Gorbatov y Fukao, (2005), los resultados finales son comparados con esta tomografía y se escogerán los que mejor se aproximen a su geometría

### 3.0.3 División del estudio realizado

A continuación se mostrará un diagrama de flujo con los pasos seguidos en el desarrollo de este estudio.



### 3.0.4 Parámetros modelados

A continuación se exponen las diferentes constantes universales incorporadas en el Citcoms para obtener las distribuciones de temperatura y viscosidad de la placa Oceánica.

Tabla 3.2: Constantes incorporadas al Citcoms

Parámetro	Notación	valor
densidad de referencia del manto	$\rho_0$	3500 Kg/m <sup>3</sup>
Gravedad	g	10 m/s <sup>2</sup>
Temperatura en la superficie	T	0°
Cambio en la temperatura de CMB a la superficie	$\Delta T$	1500°
Radio	$R_0$	6371000m
Coefficiente de expansión térmica	$\alpha$	$2 * 10^{-15} K^{-1}$
Difusividad térmica	$\kappa$	$1 * 10^{-6} m^2/s$
Viscosidad de referencia	$\eta_0$	$2 * 10^{21} PaS$
Número de Rayleigh	$R_a = \frac{\rho_0 g \alpha_0 \Delta T R_0^3}{\kappa_0 \eta_0}$	$1.3576 * 10^8$

#### 3.0.4.1 Cambios de fase

La flotabilidad de la zona de transición es definida por la pendiente de Clapeyron y el cambio de densidad. El cambio de densidad es expresado dentro del número de Rayleigh de cambio de fase. El cambio de densidad en la transición de 410 km (Olivino-Wadsleyite) es entre el 3% y 5%. El cambio de densidad en 660 km (ringwoodite-pervskite) es entre 7% y 9.3% [Dziewonski y Anderson, (1981), (Tabla 3.3); Kennett et al., (1995); Weidner y Wang, (1998)]. El número de Rayleigh del cambio de fase es:

$$R_{ph} = \frac{\Delta\rho_{ph}gR_0^3}{\eta\kappa}. \quad (3.2)$$

Donde  $\Delta\rho_{ph}g$  representa el cambio de densidad que ocurre en la transición de fase (olivino-espinel-perovskita), g es la gravedad, R es el radio de la tierra,  $\eta$  es la viscosidad de referencia y  $\kappa$  es la difusividad térmica.

Tabla 3.3: Números de Rayleigh y valores de densidad para las transiciones de fase de 410 km y 660 km

Cambio de Mineral	% $\Delta\rho$	$\Delta\rho(Kgm^{-3})$	$R_{ph}$	Referencia
410 km Olivino-Wadsleyite	3.0 – 7.0	100	$1.293 * 10^8$	Bina y Helffrich (1994)
660 km Ringwoodite-Perovskite	7.0 – 9.0	236	$3.05 * 10^8$	Akaogi e Ito, (1999)

#### 3.0.4.2 Pendiente de Clapeyron

Los valores de la pendiente de Clapeyron para 410 km, se tomaron de 0 – 4.0 MPa/K y para 660 km se tomaron de 0 hasta –4 MPa/K. Para adimensional las pendientes

de Clapeyron se usa:

$$\gamma = \frac{\rho_0 g_0 R_0}{\Delta T} \gamma'. \quad (3.3)$$

donde  $\gamma'$  es la pendiente no dimensional, a continuación en la Tabla (3.4) se muestran los rangos de valores usados:

Tabla 3.4: Distribuciones de la pendiente de Clapeyron usadas en este estudio

$\gamma$ MPa/K Para 410 km	$\gamma'$	$\gamma$ MPa/K Para 660 km	$\gamma'$
4	0.0269	-3.0	-0.02018
2.5	0.0168	-0.5	-0.00336
3.25	0.0218	-1.75	-0.0117
2	0.013	-3.0	-0.02018
2	0.013	-4.0	-0.0269
3.5	0.235	-4.4	-0.03

### 3.0.4.3 Viscosidad

Finalmente se propusieron valores de viscosidad para la zona de transición y el manto inferior con respecto al valor de la viscosidad del manto superior. La viscosidad no dimensional se calcula como:

$$\eta' = \frac{\eta}{\eta_0}. \quad (3.4)$$

donde  $\eta_0$  es la viscosidad de referencia  $\eta_0 = 1 * 10^{21}$  Pas y  $\eta$  es la viscosidad dimensional. A demás se agrega la capa baja viscosidad de  $0.1 * 10^{21}$  Pas propuesta por Torii y Yoshioka (2006). En la Tabla (3.5) se muestran las distribuciones de viscosidad usadas:

Tabla 3.5: Distribuciones de viscosidad usadas, divididas en corteza, manto superior, zona de transición, capa de baja viscosidad y manto inferior

Viscosidad* $10^{21}$ Pas
100, 1, 2, 0.1, 5
100,1,5,0.1,7
100,1,5,0.1, 8
100,1,5,0.1,9
100,1,5,0.1, 10
100, 1, 10, 0.1, 20
100,1,10,0.1,50

# Capítulo 4

## Zona de subducción mexicana

Este estudio se desarrolló tomando como región de estudio la zona central de México donde la placa Cocos subduce de manera horizontal y cuyo origen y dinámica es uno de los fenómenos más controversiales. El régimen tectónico del área está dominada por la interacción de la placa Cocos y Norteamérica y su límite está representado por la trinchera mesoamericana. El movimiento relativo de Cocos con respecto a Norteamérica es de 5-7 cm/año en dirección NE; sin embargo, su velocidad durante los últimos 40 Ma ha variado desde un valor mínimo de 3 cm/año hasta un máximo aproximado de 18 cm/año [Sdrolias y Müller, 2006].

En el Triásico medio tardío la subducción de piso oceánico debajo del margen occidental de América del Norte inició como consecuencia de la extensión intracontinental asociada al rompimiento de Pangea, dicho escenario representó la subducción de las placas oceánicas Farallón y Kula debajo del continente norteamericano y formó un punto triple con la placa del Pacífico. Hace aproximadamente 30-28 Ma la placa Farallón que se deslizaba debajo de la placa Norteamericana, se fragmentó reduciéndose en placas menores de Juan de Fuca, Rivera y Cocos. [Valencia y Ortega, 2011]. Actualmente la subducción de Cocos y Rivera junto con la subducción pasada de Farallón produjeron deformación intraplaca significativa y un conjunto de arcos volcánicos en México y Centro América. Aunque la subducción fue activa desde el Permo-Triásico a lo largo de la placa Norteamericana y desde el Cretácico superior en el límite occidental de la placa caribeña, el sistema de subducción actual a lo largo de la trinchera mesoamericana (MAT) se desarrolló solo en el Neógeno. Durante los últimos 20 Ma se generaron cambios en el MAT como consecuencia de modificaciones significativas en la geometría de la placa oceánica y dicho proceso dinámico quedó reflejado en la configuración y distribución de los arcos volcánicos [Manea et al., 2013].

Muchos estudios se han centrado en determinar la geometría de las placa Rivera y Cocos debajo de la placa Norteamérica, entre ellos los experimentos MARS (Mapping the Rivera subduction zone), MASE (Middle America Seismic Experiment) y la línea sísmica VEOX (Veracruz-Oaxaca), los cuales muestran la compleja interacción de las placas Cocos-Rivera [Yang et al. (2009)] y la geometría en 2D de la placa Cocos

---

bajo el centro de México y el Istmo de Tehuantepec (Figura 4.1) [Pérez-Campos et al., 2008; Melgar y Pérez-Campos, 2011]. Las imágenes tomográficas de Yang et al. (2009) muestran la placa Rivera sumergiéndose inicialmente con un ángulo de  $10^\circ$  a una profundidad de 20 km y luego su ángulo se incrementa gradualmente hasta una inclinación de  $40^\circ$  en la región de trasarco, con un ángulo de buzamiento de  $70^\circ$  debajo de la franja volcánica transmexicana (FMVB). Su estudio muestra la ruptura entre la placa Rivera y Cocos que se incrementa a profundidad y donde la placa Rivera entra en el manto de manera más pronunciada ( $60^\circ$ - $65^\circ$ ) con respecto a la placa Cocos.

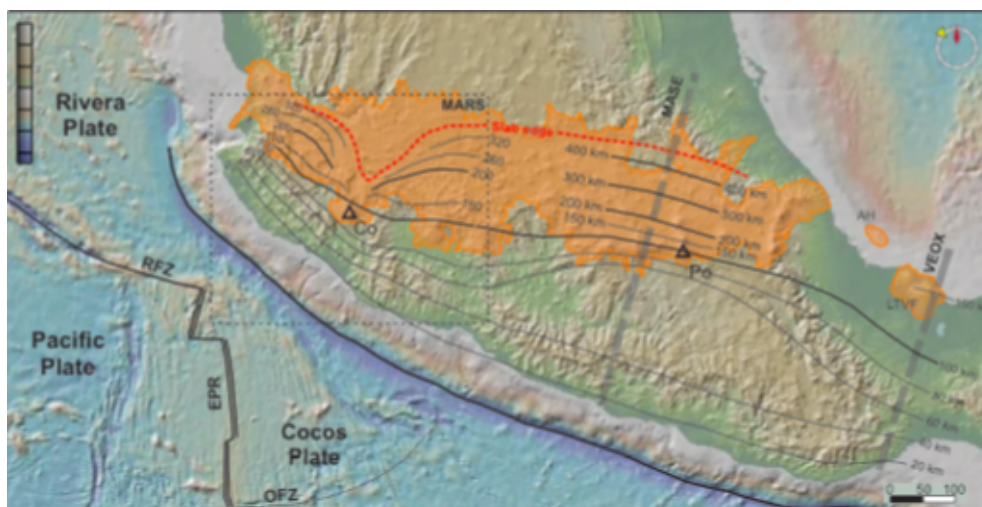


Figura 4.1: Profundidades de las placas Rivera y Cocos de acuerdo con los resultados de las funciones receptoras y la tomografía de los experimentos MARS [Yang et al., 2009], MASE [Pérez-Campos et al., 2008] y VEOX [Melgar y Pérez-Campos, 2011]. La línea punteada representa el borde truncado de las placas. El área naranja representa FMVB. Tomado de Ferrari et al. (2011)

La placa Cocos, presenta grandes variaciones laterales en su hundimiento, con un parte subhorizontal poco profunda delimitado por segmentos que sumergen mucho más escarpados a  $50^\circ$  cerca del límite de la placa Rivera-Cocos y  $30^\circ$  en el Istmo de Tehuantepec. Hacia el oeste el ángulo disminuye a  $25^\circ$ , sumergiéndose ligeramente menos debajo de la FMVB y tanto la placa Cocos como Rivera están separadas por una rasgadura ortogonal consecuencia de una pequeña divergencia entre ellas, la cual inicia al norte del volcán Colima [Yang et al., 2009; Ferrari et al., 2011]. En el extremo norte de la FMVB occidental no existe placa sugiriendo la terminación de subducción de litosfera oceánica a 350 km de profundidad [Yang et al., 2009]. Probablemente el manto fluye de manera toroidal alrededor de la placa Rivera tanto en su borde occidental, adyacente al Golfo de California como a través de la fisura que la separa de la placa Cocos subducida [Ferrari et al., 2011; Stubiéalo et al., 2012; Valenzuela y De León, 2017]. En el centro se vuelve subhorizontal a 110-275 km de la trinchera a una profundidad  $\sim 50$  km y hacia la parte más occidental el ángulo de la placa Cocos cambia a  $30^\circ$  [Pardo y Suárez, 1995]. Las funciones receptoras y la tomografía



de velocidad sísmica del experimento MASE muestran subducción horizontal de Cocos, durante 250 km debajo de la placa Norteamérica en la región de Guerrero, antes de pasar a una inclinación mucho más pronunciada de  $75^\circ$  en el margen sur de TMVB y truncada a una profundidad de 500 km (Figura 4.2) según los estudios de Pérez-Campos et al. (2008); Husker y Davis, (2009), Pérez Campos y Clayton (2013)[Dougherty y Clayton, 2014]. Sin embargo, estudios como los de Fukao et al.,(2000); Gorbатов y Fukao (2005); Li et al., (2008) y Fukao et al.,(2013) sugieren en esta zona, el hundimiento de la placa Cocos en el manto inferior. Especialmente Gorbатов y Fukao (2005) plantea que aunque el desprendimiento es visible en el centro de México; puede observarse más hacia el sureste la continuidad de la placa Cocos a través de 660 Km y cuya rotación contraria a las agujas del reloj de la parte menos profunda (placa Cocos) versus la subducción hacia el este de la parte más profunda (placa Farallón) originó una placa con compleja distorsión.

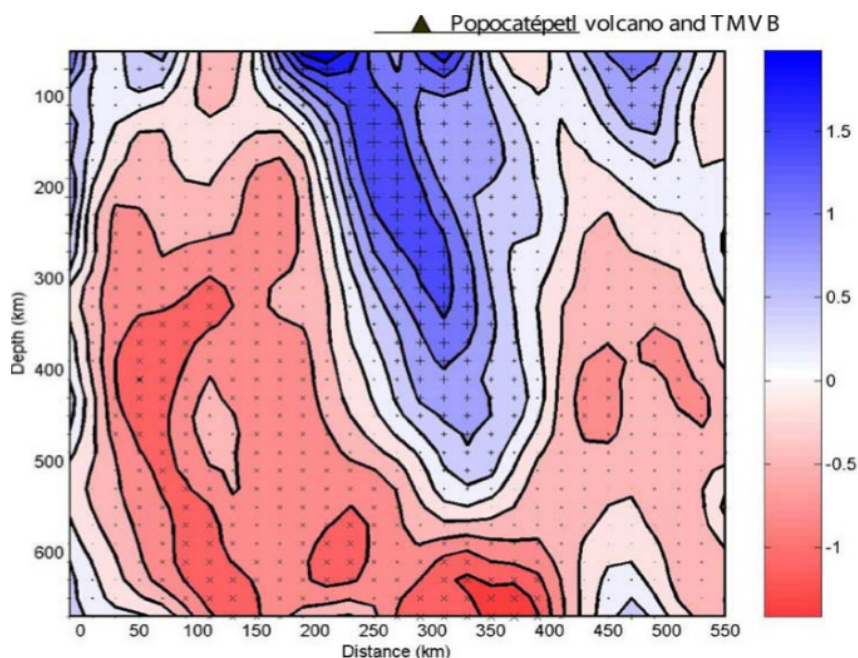


Figura 4.2: Tomografía sísmica para el centro de México, donde no se identifica el hundimiento de la placa Cocos en 660 km. Los colores representan el porcentaje de perturbación de la velocidad de onda P con respecto al modelos iasp91 [Kennet y Engdhal, 1991]. Los puntos de la grilla positivos están marcados con el signo positivo y los puntos negativos están marcados con cruces. La distancia horizontal es desde Acapulco y se extiende hacia el interior. Tomado de Husker y Davis (2009)

En el centro la placa Cocos presenta subducción plana, la cual es evidenciada por la migración rápida del vulcanismo a los  $\sim 16$  Ma lejos de la trinchera a mediados del Mioceno y alcanzando su máxima extensión a  $\sim 10$  Ma cuando empezó a emigrar hacia el MAT (Figura 4.3) [Manea et al., 2013]. Este fenómeno aún está abierto a investigación, ya que todavía no se conoce con exactitud la razón de la subducción subhorizontal en México. Al sur-este, la placa Cocos-Nazca-Caribe, no presenta sismos debajo de los  $\sim 70 - 100$  km, y la ausencia de una zona de Wadati-Benioff



desde el sureste de Costa Rica a través del norte de Panamá sugiere la existencia de una ventana de placa, la cual según Johnston y Thorkelson (1997) inició entre 6 y 10 Ma.

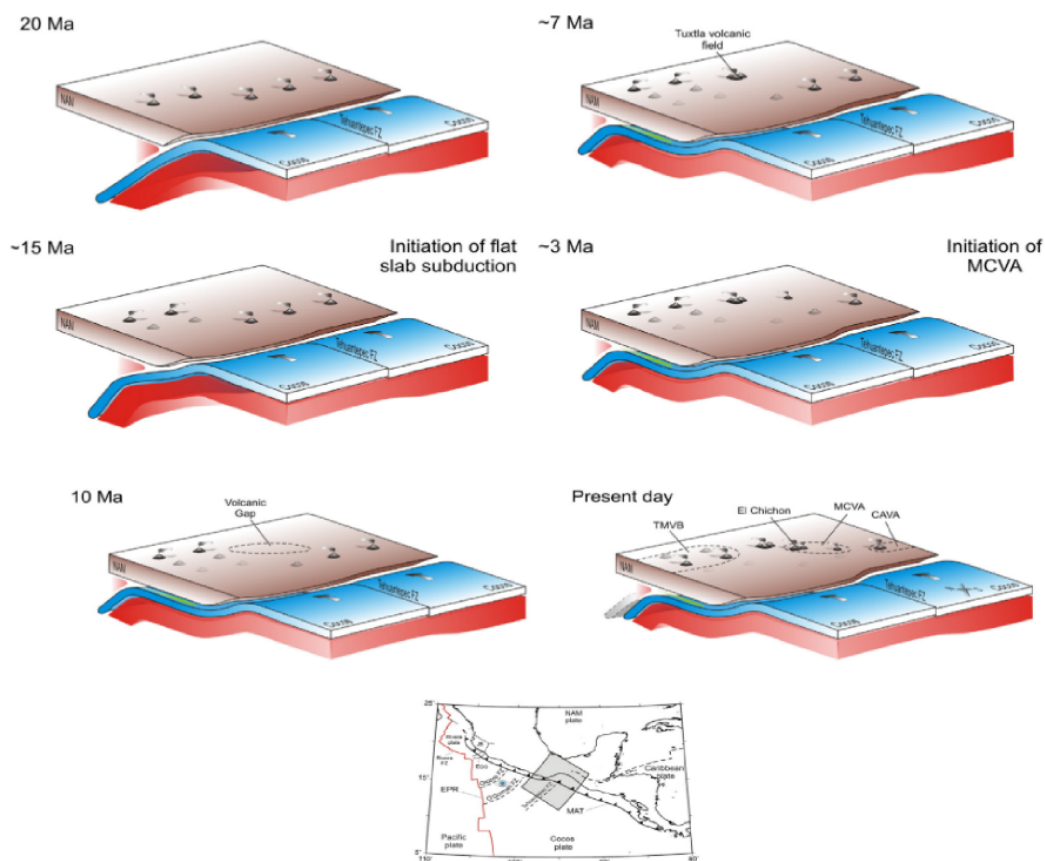


Figura 4.3: Vista dirigida hacia el noroeste mostrando el efecto del aplanamiento de la placa y el posterior retroceso en el control del . Las brechas volcánicas serían generadas por la compresión del manto durante el aplanamiento de la placa y la creación de cuñas frías. Tomado de Manea et al. (2013)

Con respecto a la edad, la zona de subducción centroamericana está caracterizada por una subducción relativamente joven de litosfera oceánica que no excede los  $\sim 60$  Ma. Para el Cenozoico temprano la subducción de litosfera oceánica se encuentra en un rango de  $\sim 25$  a  $\sim 60$  Ma. y se formó durante la extensión del Pacífico-Farallón. En la actualidad la edad de la placa que subduce se incrementa gradualmente de  $\sim 10$  Ma al oeste de México a  $\sim 15$  Ma en el centro. En la trinchera varía entre de 9-10 Ma , hasta aumentar a  $\sim 25$  Ma en la cuenca de Guatemala. La dorsal activa del Pacífico-Cocos intersecta la zona de subducción a los  $18^\circ$  de latitud y la dorsal de Cocos-Nazca intersecta la trinchera a la latitud de  $7^\circ$  a  $\sim 30$  Ma. La edad de la trinchera mesoamericana disminuye a medida que los límites Cocos-Nazca y Cocos-Pacífico y la corteza recién formada migran hacia la trinchera de América Central (Figura 4.4) [Sdrolias y Müller, 2006].

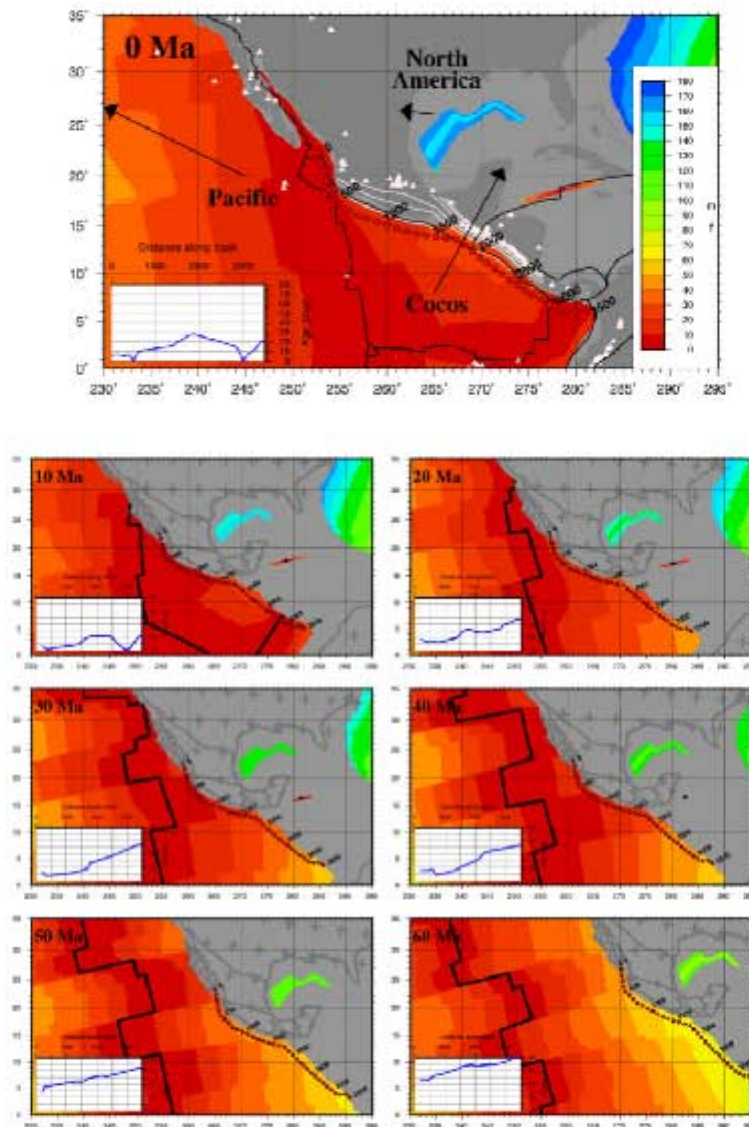


Figura 4.4: Edad de la subducción de Centroamérica, Arriba: estado actual. Abajo edades paleo-oceánicas durante los últimos 60 Ma. La escala a izquierda representan las distribuciones de edades, siendo más antiguas las partes que se encuentran en color azul. Las flechas negras indican la velocidad absoluta y dirección de la placa. Las regiones grises representan la corteza no oceánica incluyendo corteza continental, arcos volcánicos y mesetas oceánicas. Las delgadas líneas negras representan los límites de las placas. La delgada línea negra con círculos rojos denota el borde de la trinchera y cada círculo rojo marca la distancia a lo largo de ella separados entre sí, cada 500 km. El pequeño gráfico de izquierda es un perfil de edad de litosfera subductora a lo largo del límite de la trinchera. Las partes azules y verdes representa la evolución de corteza oceánica muy antigua. Tomado de Sdrolias y Müller (2006).

El retroceso de la trinchera en América Central varía a lo largo de ella debido principalmente al cambio de geometría de la placa Cocos a lo largo del margen. La componente actual de convergencia aumenta hacia el Sur de 2 cm/año en el norte a

---

10.5 cm/año en el sur. Las velocidades de convergencia más rápidas se experimentan en el Cenozoico temprano, asociada con la subducción de Farallón cuando la tasa de convergencia alcanza un máximo de 18.5 cm/año en el norte y 16 cm/año en el Sur [Sdrolias y Müller, 2006]. En México la placa Cocos subduce de  $\sim 5 - 9$  cm/año y Rivera a  $\sim 3$  cm/año, mientras que la trinchera retrocede a  $\sim 0.5 - 1$  cm/año y en centro América avanza a una tasa mayor de  $\sim 2.2$  cm/año, tomando como marco de referencia el punto caliente Indo-Atlántico [Schellart et al., 2007; 2008].

Para Norteamérica, la placa se mueve siempre hacia la trinchera. Al inicio del Cenozoico la velocidad era de  $\sim 8$  cm/año, después de  $\sim 50$  Ma disminuyó a  $\sim 2$  cm/año en el norte y  $\sim 1$  cm/año en el sur, entre los  $\sim 12$  y  $\sim 17$  Ma su velocidad incrementó a 3-4 cm/año y después disminuyó de  $\sim 1 - 2$  cm/año [Sdroliar y Müller, 2006]. Actualmente su velocidad es de  $\sim 1 - 2$  cm/año incrementado hacia la dirección este de México [Manea et al., 2013].

#### 4.0.0.1 Interacción de la placa Cocos con la zona de transición y el manto inferior

Gorbatov y Fukao (2005), realizaron un estudio de tomografía sísmica en México. Dichas tomografías del manto medio muestran un cinturón largo y de alta velocidad que se extiende en una dirección Norte-Sur América la cual se supone como la subducción remanente de la placa Farallón, a demás se logra observar que la placa subductante Cocos está desgarrada de la antigua placa Farallón que se sumerge con un echado al noreste y con rumbo oblicuo al eje de la trinchera. Esta configuración de la placa esta bien delimitada por la actividad sísmica intermedia y la actividad volcánica de la FMVB. Más al sur de la placa, el desgarre de la placa subducida continúa desde la parte más profunda de Farallón hasta la parte de Cocos más superficial, pero con considerable distorsión en la parte menos profunda.

En la Figura (3.15), en el perfil BB' que abarca la zona de estudio de este trabajo, se observa la placa Cocos con subducción plana hundiéndose en la zona de transición y el manto inferior, su geometría es algo característico ya que en la zona de transición se observa una pequeña horizontalización de la placa. Goes et al. (2017) exponen que el aplanamiento de las placas en la zona de transición es debido a los cambios endotérmicos de fase, los cambio de viscosidad y un retroceso rápido de la trinchera; sin embargo, el retroceso rápido solo aplica para placas viejas y muy viscosas lo que es contrario para la placa Cocos. En la bibliografía aún no se conoce muy bien la causa de la subducción plana y la geometría que toma la placa en el transcurso de su interacción con el manto, donde dicho hundimiento solo es claro a lo largo de pocas secciones transversales a través de una placa bastante compleja que cambia su ángulo de buzamiento desde más o menos al oeste-este en el manto superior, por debajo de México paralelo a FMVB y más o menos de norte-sur en el manto inferior por debajo del Golfo de México y los Estados Unidos [Gorbatov y Fukao, 2005].

---

La sección transversal hacia el sur a través de Centro América muestran a la placa Cocos penetrando en el manto inferior y queda atrapada entre el manto superior e inferior, a medida que se avanza hacia el sur la placa cambia progresivamente su configuración y aumenta su echado (Figura 4.5, perfil A-E), convirtiéndose en una placa que penetra profundamente en el manto inferior (Figura 4.5, perfil F-J). La subducción superficial no está claramente representada por las velocidades más altas circundantes, la conexión entre la subducción superficial y profunda puede observarse en la figura anterior de Gorbatov y Fukao (2005). Mediante las tomografías se puede dividir la placa subductante en dos partes, una parte más superficial que corresponde a la placa Cocos que se aprecia a 660 km y una parte más profunda interpretada como la placa remanente de Farallón aun atrapada en el manto superior-inferior, que parece continuar más hacia el norte a 35°N y es truncada al este por la zona de fractura de Mendocino [Fukao y Obayashi, 2013].

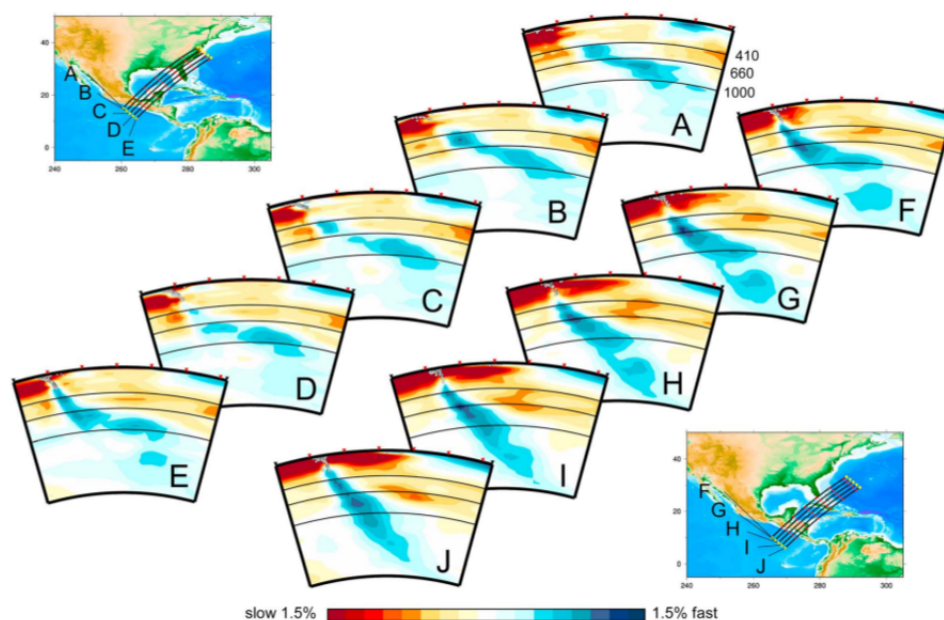


Figura 4.5: Secciones de imágenes de la placa Cocos. Arriba, a la izquierda, imágenes de la parte norte del arco de América Central a lo largo de los perfiles A-E. Abajo, a la derecha, imágenes a lo largo de la parte central del arco de América Central a lo largo de los perfiles F-J. Tomado de Fukao y Obayashi (2013)

Al rededor del mundo existen a demás diversos casos en los que las placas quedan estancadas en la zona de transición y el manto inferior. Curiosamente, estas placas son viejas y con una alta viscosidad. Fukao et al. (2013), muestran la gran cantidad de material atrapado entre 660 km y 1000 km de profundidad en particular debajo de Indonesia, Tonga-Kermadec y Sudamérica. Algunos estudios muestran relación entre las placas estancadas y su estructura térmica estimada (basada en la edad y su velocidad de subducción), de hecho las placas estancadas más comunes son en el Pacífico occidental donde existe litosfera muy antigua subductando (90-145 Ma)

(Figura 4.6), mientras que placas que se hunden profundamente en el manto inferior se encuentran a lo largo del borde oriental del Pacífico, cuya litosfera subductante es relativamente joven (0-50 Ma). Sin embargo, no existe una correlación simple entre la inmersión de la placa con sus parámetros cinemáticos, llevando al problema del estudio de las placas con su interacción del manto inferior a grandes complejidades. Muchos de los estudios han concluido que las anomalías del manto inferior corresponden a volúmenes de material más grueso que las placas del manto superior, incluso con las limitaciones de la resolución sísmica, donde se ha determinado que algunas placas como Cocos, Java y Hellenic, se espesan en una factor de 4-5 al entrar en el manto inferior con anchos de  $\sim 400$  km [Goes et al., 2017].

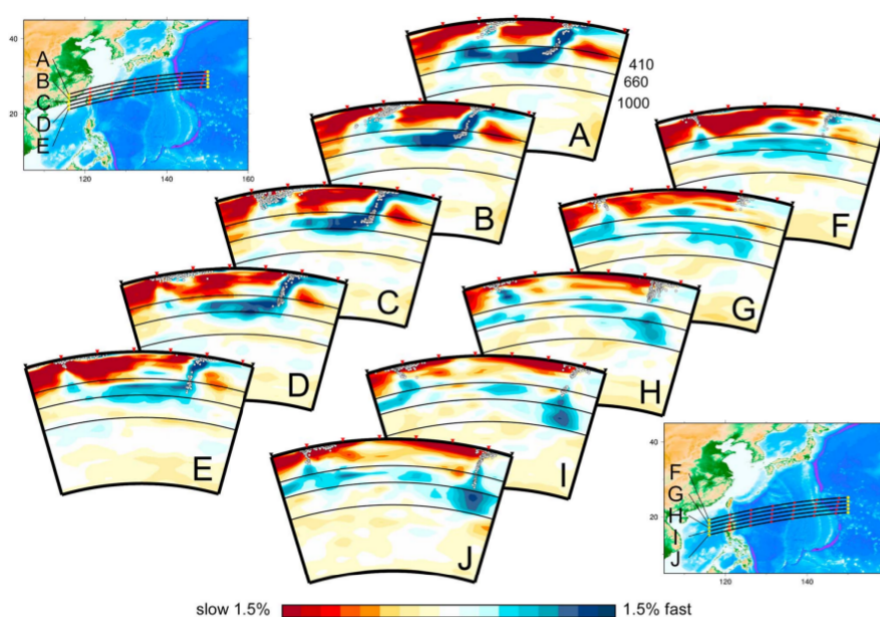


Figura 4.6: Secciones de imágenes de la placa del Pacífico. Arriba perfiles a lo largo del Sur de Bonin en los perfiles A-E, abajo-derecho perfiles a lo largo del arco de Mariana del norte en los perfiles F-J. Esta figura representa una placa de litosfera subductante vieja estancada en 660 km. Tomada de Fukao y Obayashi, (2013)

Para la placa Farallón, los movimientos registrados por Sdrolias y Müller (2006), oscilan entre  $\sim 5$  y  $\sim 10$  cm/año y existe una relación entre el aumento de la velocidad con la edad de la placa en la trinchera, este intervalo de velocidad y la tendencia de la edad se han interpretado como una consecuencia de la tracción de las placas en el manto superior. Algunos sectores de la placa Farallón se movieron notablemente rápido ( $\geq 15$  cm/año), dichas velocidades según Goes et al.(2008) se deben a la placa aplanándose y hundiéndose en el manto inferior y la creación de una circulación de convección en el manto entero en oposición a la células de convección del manto superior. Por otro lado los engrosamientos observados en la tomografía se han relacionado con la deformación de la placa durante el hundimiento en el manto inferior, de donde existe una relación entre los movimientos de la trinchera y la inmersión

de la placa, es decir, algunas placas que parecen aplanadas en la zona de transición debieron haber sufrido retrocesos de la trinchera de  $2\text{cm} \sim 10\text{ cm/año}$  en algún momento de su historia cenozoica. Las placas suelen aplanarse principalmente por encima de 700 km de profundidad y solo algunas pocas se aplanan en la zona de transición.

Los aumentos de viscosidad también juegan un papel importante. Para el manto inferior un incremento de un factor de 20 a 50 proporciona resistencia suficiente para evitar que las placas se hundan en el manto inferior y como consecuencia generar un retrocesos en la trinchera. El aumento de viscosidad también explica la compresión dominante por debajo de 300 km de profundidad observada en la sismicidad de Benioff a nivel mundial [Goes et al., 2017]. Fukao et al., (2013), plantea el estancamiento de la placa del Pacífico debajo de Japón como consecuencia de un retardamiento de los cambios mineralógicos, es decir la depresión excesiva sismológicamente observada es explicada mediante una transición postpinel retardada cinéticamente [Fukao et al., 2013]. Goes et al., (2017) proponen que el cambio de fase endotérmico se produce a mayor profundidad en una placa fría que el manto circundante, proporcionando así la flotabilidad adicional para que las placas se estanquen y se aplanen. Los valores calculados de la pendiente de Clapeyron fueron entre  $-0.5$  y  $-2.0\text{ MPa/K}$ , pero numéricamente este estancamiento es logrado cuando hay un retroceso considerable de la trinchera. Para la placa Cocos aún se desconocen los valores de Clapeyron, sus posibles distribuciones de viscosidad y las posibles causas de su hundimiento en el manto inferior junto con su particular geometría.

---



# Capítulo 5

## Resultados y Discusión

Partiendo de las condiciones iniciales para la placa Cocos descritas en la metodología, se generaron 94 modelos variando las distribuciones de viscosidad para la zona de transición y el manto inferior, las pendientes de Clapeyron para las discontinuidades de 410 km y 660 km y la velocidad de la placa oceánica, manteniendo la velocidad de la trinchera y de la placa continental constante.

Lo anterior es con el fin de generar placas con diferentes geometrías finales cuyos resultados se comparan con la tomografía sísmica del perfil BB' de Gobartov y Fukao (2005) para la zona de subducción plana de México (Figura 3.15). Los resultados se pueden dividir en 3 partes: inicialmente se generan modelos con distribuciones de viscosidad para la zona de transición y el manto inferior sin incorporar: velocidad de la trinchera, velocidad de la placa continental, transiciones de fase; y con una velocidad de placa oceánica de 7 cm/año, donde dicho valor representa el promedio de la velocidad de la placa Cocos durante los últimos 20-30 Ma.

El segundo paso consta de escoger modelos que logren hundirse en el manto inferior e incorporarles velocidad de placa continental de 1 cm/año y velocidad de trinchera de 1 cm/año, junto con distribuciones de pendientes de Clapeyron para la discontinuidad de 410 km y 660 km. Por último se construye un archivo con la velocidad de la placa Cocos durante los últimos 40 M.a. (Tomado de la figura 16 superior derecha a 1000 km, de Sdrolias y Müller, 2006) y se incorpora como condición de la frontera superior del modelo al Citcoms para finalmente obtener modelos cuya geometría y cinemática se aproximen a las observaciones.

Durante todo el proceso se realizan diferentes comparaciones entre modelos con y sin transición de fase, con velocidad de placa oceánica constante y variable, con y sin canal de baja viscosidad. Los modelos evolucionaron durante 500 pasos de tiempo numérico que corresponde a 40 M.a. de años en tiempo geológico, de donde el modelo inicial parte de 40 M.a. hacia el presente. Se debe aclarar que solo los modelos construidos para generar la condición inicial de la geometría de la placa Cocos

---

poseían la velocidad en la parte inferior del dominio, los demás modelos generados a partir de dicha forma inicial evolucionaron con frontera de deslizamiento libre. Se usaron para todos los modelos 64 procesadores distribuidos de la manera descrita en la metodología, cuyo tiempo de cómputo para cada uno de las simulaciones era generalmente de 16 horas.

El tiempo final de simulación en las figuras que muestran los resultados representan el tiempo en M.a. a partir del cual termina la simulación; es decir, la simulación inicia de 40 M.a. y su tiempo empieza a descender hasta un tiempo  $x$  en M.a., que representaría el presente. A demás se coloca el tiempo de evolución geodinámica computacional; es decir, TiempoInicial-TiempoFinal; para representar el tiempo de evolución geológica de los modelos.

### 5.0.0.1 Influencia de la viscosidad en el hundimiento de la Placa Cocos en el manto inferior

La geometría de la placa oceánica varía notablemente a medida que interactúa con el manto. Propiedades tales como la viscosidad del entorno juegan un papel clave en la modificación de la geometría de la placa y a demás puede favorecer el hundimiento en el manto inferior o por el contrario producir su estancamiento en la zona de transición.

En esta sección se crean modelos incorporando la distribución de viscosidad para la litosfera, manto superior, zona de transición, capa de baja viscosidad y manto inferior con los valores de la Tabla (5.1); con una velocidad de placa oceánica de 7 cm/año y con trinchera y placa continental estacionaria. Los valores de viscosidad se establecieron con respecto a la viscosidad del manto superior la cual es conocida. Las distribuciones de viscosidad mostradas a continuación se incorporaron tanto a los modelos de forma inicial de la placa A y B. Los modelos con condición inicial A tienen una inclinación de placa oceánica menos pronunciada a diferencia de los modelos con condición inicial B (Figura 3.14), obteniendo un total de 8 modelos.

Tabla 5.1: Distribuciones de viscosidad usadas, divididas en corteza, manto superior, zona de transición, capa de baja viscosidad y manto inferior, para los modelos con condición inicial A y B; los cuáles estarán enumerados de 1 a 4, tanto para los modelos con inclinación de placa inicial A como para los modelos con inclinación de placa inicial B

Viscosidad* $10^{21}$ Pas
Modelos A1-B1: 100, 1, 2, 0.1, 5
Modelos A2-B2: 100, 1, 5, 0.1, 10
Modelos A3-B3: 100, 1, 10, 0.1, 20
Modelos A4-B4: 100, 1, 10, 0.1, 50



### Modelo A

A continuación se muestran las distribuciones de temperatura y viscosidad generadas a partir del modelo con condición inicial A (Figura 3.12). La edad de la placa oceánica es de 15 Ma y de la placa continental es de 70 Ma. La placa continental se construye numéricamente a partir de la distribución de temperatura de la placa oceánica. La velocidad de la placa oceánica es de 7 cm/año y la placa continental junto con la trinchera se mantienen estacionarias. No se incorpora las transiciones de fase. Estas consideraciones son válidas tanto para los modelos construidos con condición inicial A como para los modelos con condición inicial B. La geometría de la trinchera se mantiene constante y es representado por una línea recta en superficie.

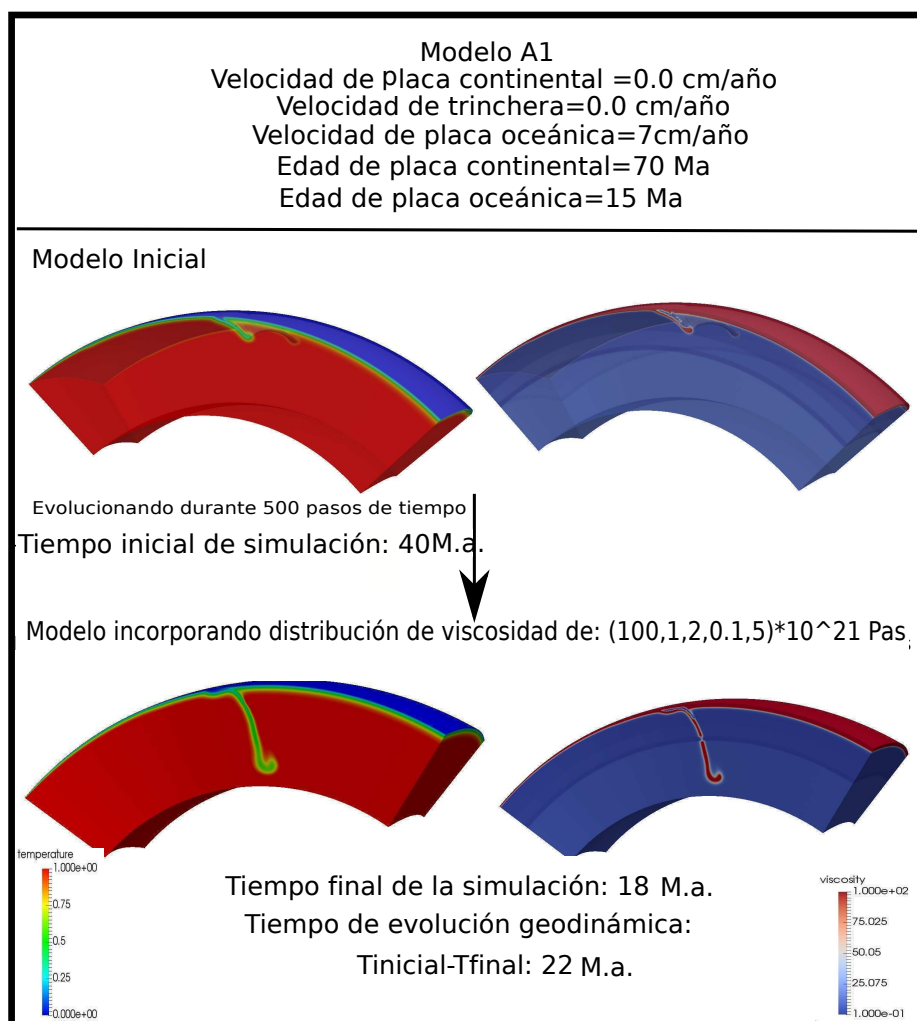


Figura 5.1: Temperatura y viscosidad del modelo A1, para una distribución de viscosidad de 100, 1, 2, 0.1, 5. El modelo evoluciona durante 500 pasos de tiempo numérico, partiendo de 40 M.a. El tiempo geológico transcurrido es de 22 M.a. La velocidad de la placa oceánica es de 7 cm/año y la placa continental junto con la trinchera están en reposo.

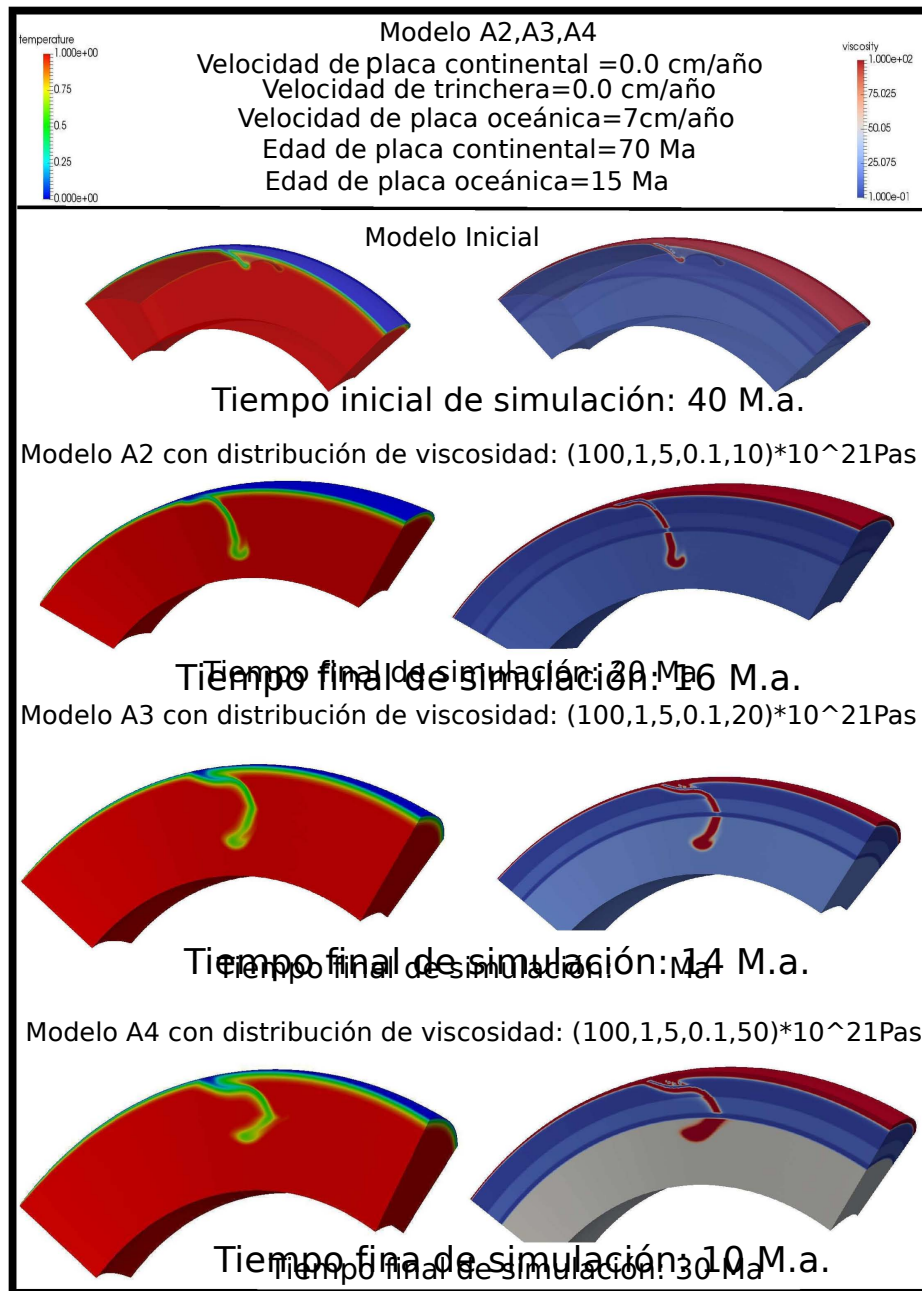


Figura 5.2: Temperatura y viscosidad de los modelos A2,A3 y A4, evolucionando a partir de 40 M.a. en 500 pasos de tiempo numérico. Los modelos A1 y A2 se logran hundir con en el manto inferior con una geometría de placa consistente a diferencia del modelo A3 que alcanza dificultosamente el manto inferior con una forma de placa inconsistente. La velocidad de la placa oceánica es de 7 cm/año y las placa continental junto con la trinchera están en reposo. La edad de la placa continental es de 70 Ma y de la placa oceánica es de 15 Ma. El tiempo de evolución geodinámica para el A2: 20 M.a., para el A3: 2.6. Ma y para A4: 3.0. Ma

A medida que la placa desciende empieza a experimentar resistencia en dirección contraria a su movimiento debido a la viscosidad del manto superior, zona de transición

y manto inferior. Dicha resistencia provoca modificación en la geometría de la placa como se observa en las figuras (5.1) y (5.2). Para el Modelo A1 y A2, la placa logra hundirse en el manto inferior sin dificultad alguna y su geometría no sufre modificaciones inconsistentes con lo que se observa en la realidad. Para los modelos, A3 y A4 con una viscosidad 20 y 50 veces más que la del manto superior, la placa penetra difícilmente en el manto inferior y su morfología es totalmente inconsistente. A superficie en los modelos A1 y A2 se identifica la subducción plana, lo que es coherente con la zona de estudio de este trabajo.

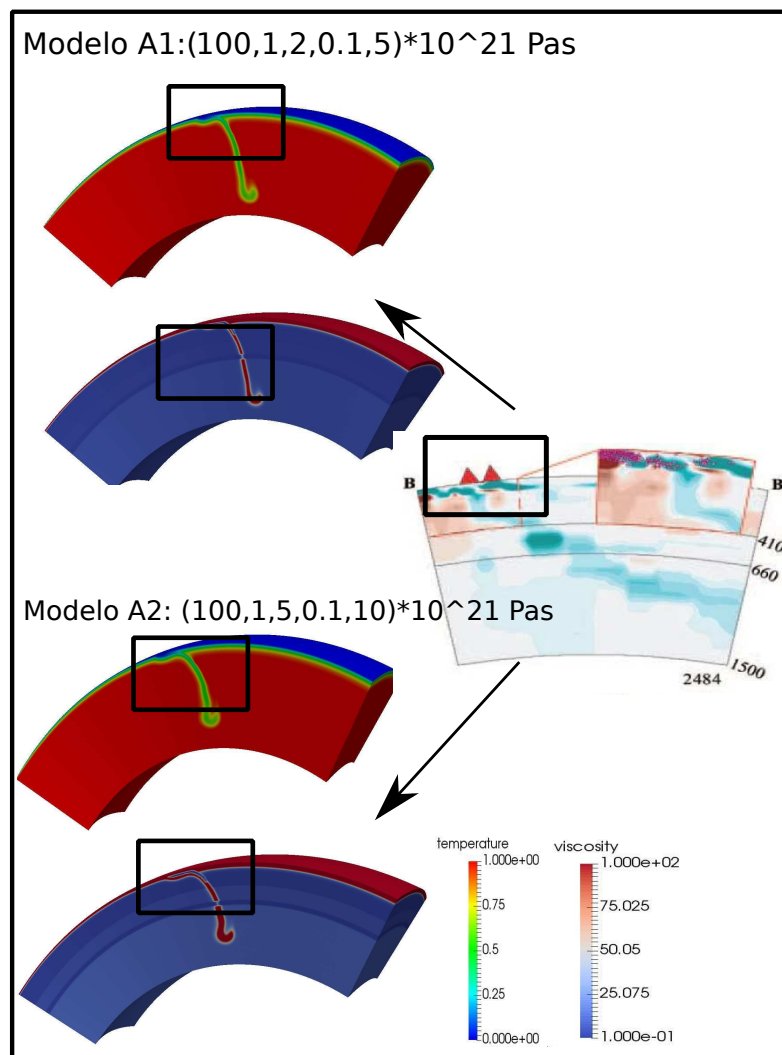


Figura 5.3: Temperatura y viscosidad de los modelos A1 y A2 comparados con la tomografía sísmica de Gorbатов y Fukao (2005), se identifica la subducción plana de la placa lo que es consistente con la subducción plana de Cocos debajo de Norteamérica. La velocidad de la placa oceánica es de 7 cm/año y las placa continental junto con la trinchera están en reposo. La edad de la placa continental es de 70 Ma y de la placa oceánica es de 15 Ma.

A pesar de la heterogeneidad del interior del planeta que genera como consecuencia

que todas las zonas de subducción varíen sus distribuciones de viscosidad y pendientes de Clapeyron, los modelos obtenidos son consistentes con los planteamientos de Goes et al. (2017) con respecto a la viscosidad, pues su hipótesis se fundamenta en que la viscosidad del manto inferior no puede ser tan alta con respecto al manto superior, para que las placas puedan hundirse en el manto inferior. Sin incorporar en los modelos transiciones de fase ni velocidad de placa continental y trinchera, se identifica que un incremento de un factor de 20 a 50 en la viscosidad del manto inferior proporciona resistencia suficiente para evitar que las placas se hundan en él con una buena morfología, dicha resistencia genera modificaciones erráticas en la geometría de la placa alejándose de lo que se observa en las tomografía sísmica de Gorbатов y Fukao (2005). Los modelos cuya forma de placa puede llegar a ser comparable con las tomografías sísmicas son aquellos cuya distribución de viscosidad se encuentra entre  $((5 - 10) * 10^{21} \text{Pas})$  para el manto inferior (Figura 5.3).

### Modelo B

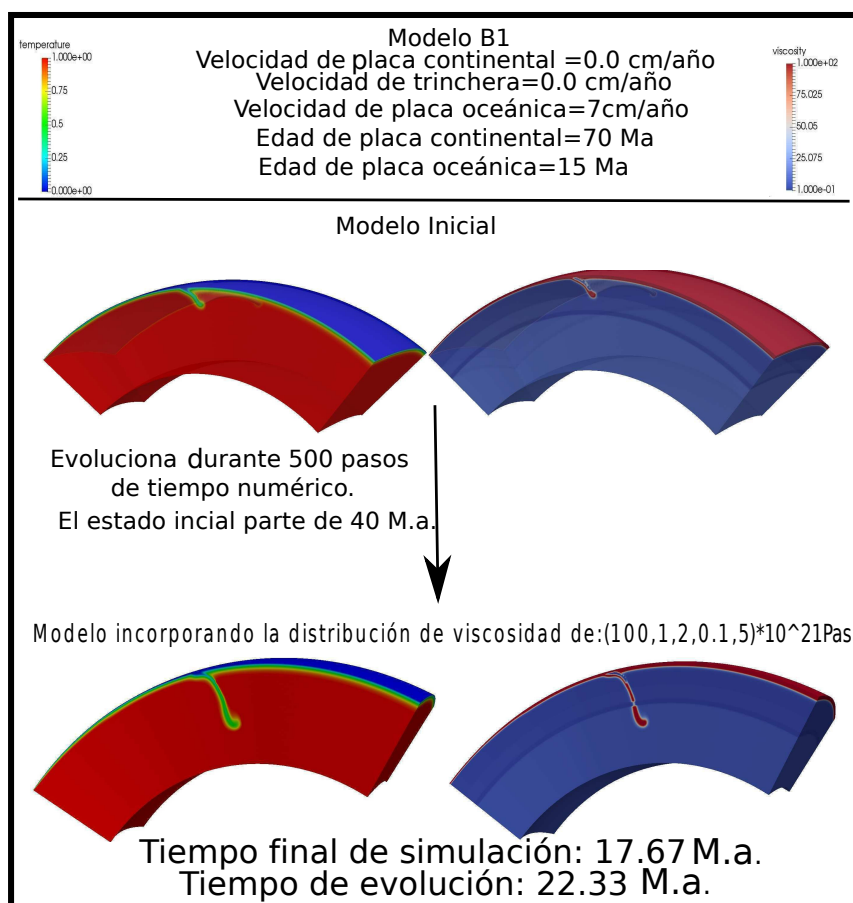


Figura 5.4: Temperatura y viscosidad del Modelo B1, para una distribución de viscosidad de  $(100, 1, 2, 0.1, 5) * 10^{21} \text{Pas}$ . El modelo evoluciona durante 500 pasos de tiempo, partiendo de 40 M.a. El tiempo geológico transcurrido es de 31.52 M.a., La velocidad de la placa oceánica es de 7 cm/año y las placas continental y trinchera están en reposo. La edad de la placa continental es de 70 Ma y de la placa oceánica es de 15 Ma.

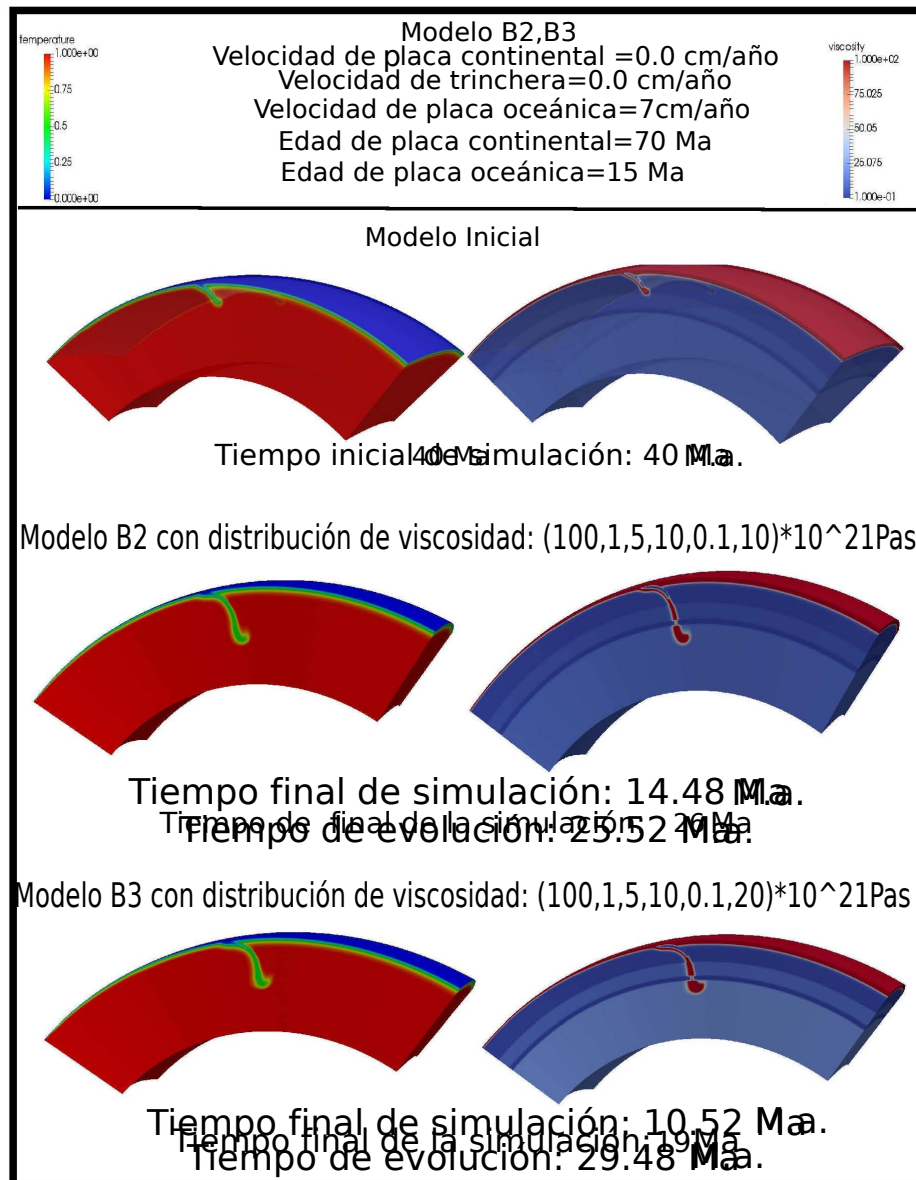


Figura 5.5: Temperatura y viscosidad de los modelos B2 y B3 evoluciona durante 500 pasos de tiempo numérico, solo se exponen los modelos que logran hundirse en el manto inferior con una geometría no tan deformada. La velocidad de la placa oceánica es de 7 cm/año y las placa continental junto con la trinchera están en reposo. La edad de la placa continental es de 70 Ma y de la placa oceánica es de 15 Ma.

En el modelo B (Figuras 5.4 y 5.5) se puede igualmente observar que la placa logra hundirse en el manto inferior para viscosidades menores de  $20 \cdot 10^{21} \text{Pas}$  con una forma de placa consistente. No se tomaron los modelos con viscosidad igual a  $50 \cdot 10^{21} \text{Pas}$  en el manto inferior, pues ya se sabía de antemano mediante el modelo A que no lograría hundirse en el manto inferior con una buena forma de placa. A diferencia del modelo A, la subducción plana se desarrolla durante menos distancia identificándose gran variabilidad en la morfologías de las placas con respecto a los

modelos escogidos como condición inicial. Igualmente los modelos cuyas formas de placas pueden ser comparables con los estudios de Gorbato y Fukao (2005) son aquellos con viscosidades entre  $(5 - 10) * 10^{21}$  Pas para el manto inferior (Figura 5.6).

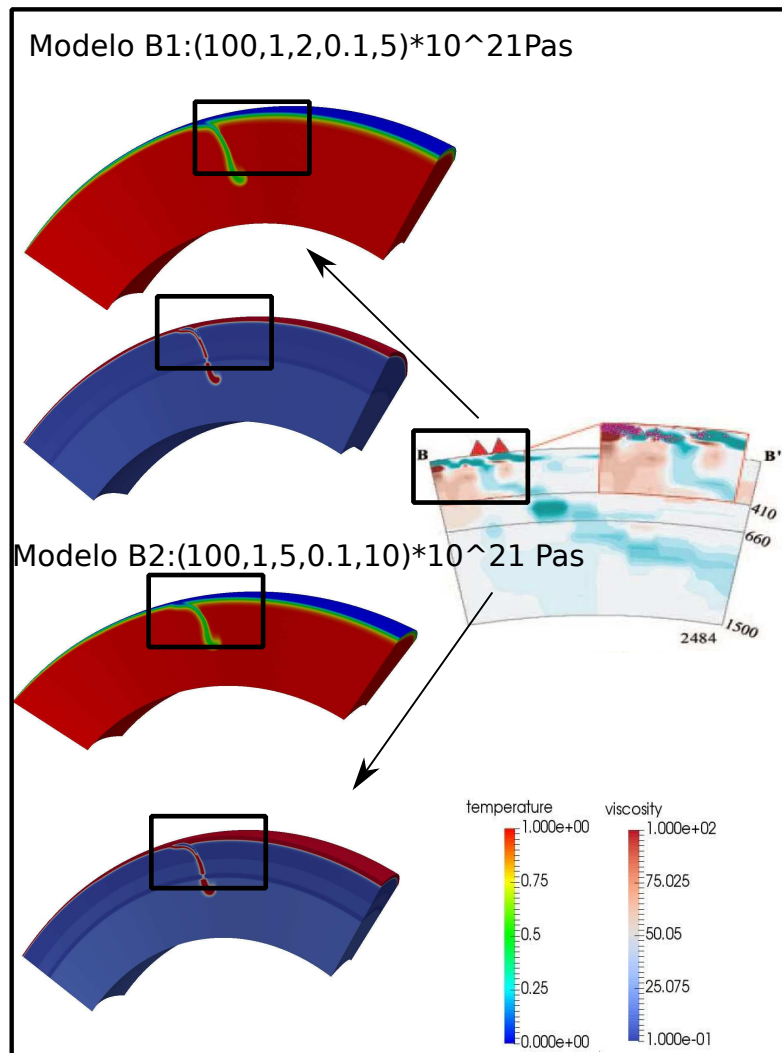


Figura 5.6: Temperatura y viscosidad de los Modelos B1 y B2 comparados con la tomografía sísmica de Gorbato y Fukao (2005). Se identifica la subducción plana de la placa lo que es consistente con la subducción plana de Cocos debajo de Norteamérica. La velocidad de la placa oceánica es de 7 cm/año y las placa continental junto con la trinchera están en reposo. La edad de la placa continental es de 70 Ma y de la placa oceánica es de 15 Ma.

La viscosidad juega un papel fundamental en la interacción de la placa oceánica con la zona de transición y el manto inferior. En un caso real, la placa disminuiría su velocidad de subducción al interactuar con un manto más viscoso que el manto superior. Para placas viejas (Pacífico) sucedería un proceso de horizontalización en la zona de transición y se crearía un proceso de acumulación; después de cierto tiem-

po descendería finalmente en el manto inferior. Para placas jóvenes como Cocos, la horizontalización en la zona de transición ocurriría en menor grado, el proceso de acumulación y deformación sería más rápido y tardaría menos tiempo en introducirse en el manto inferior. Sin embargo, la viscosidad del manto inferior no podría ser considerablemente mucho mayor que la del manto superior; de presentarse este caso, las placas serían incapaces de descender en el manto inferior y quedarían acumuladas en la discontinuidad de 660 km, afectando considerablemente el proceso de convección en el manto como lo plantean los estudios de Christensen (1995), Torii y Yoshioka (2006), Goes et al. (2017) entre otros.

En la realidad se observan mediante tomografías sísmicas, placas que se hunden profundamente en el manto inferior como Cocos y cuya geometría no se relaciona con los modelos obtenidos para viscosidades mayores a  $20 * 10^{21}$  Pas, y placas que se estancan en la zona de transición pero cuyo fenómeno no se debe sólo a la viscosidad si no por un conjunto de propiedades físicas del manto y de la placa que son determinantes en el estancamiento de las placas o su hundimiento como se verá más adelante. De aquí se puede concluir que para la zona de subducción plana de la placa Cocos, la viscosidad del manto inferior no podría ser mayor que un factor de  $20 * 10^{21}$  Pas con respecto a la viscosidad del manto superior, pues lo que se observa en la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005) es un hundimiento profundo en el manto inferior y su morfología no se asemeja a la geometría de las placas obtenidas para viscosidades mayores a  $20 * 10^{21}$  Pas.

#### 5.0.0.2 Influencia de las transiciones de fase de 410 km y 660 km en el hundimiento de la placa Cocos en el manto inferior

Para identificar la influencia de las transiciones de fase de 410 km y 660 km sobre la placa, se incorporaron los valores de las pendientes de Clapeyron y los números de Rayleigh para cada una de las discontinuidades de 410 km y 660 km, a los modelos que incluían las diferentes distribuciones de viscosidad. A demás para obtener las condiciones cinemáticas a superficie lo más próximo a lo que se observa en la realidad se le agrega a la placa continental una velocidad de 1 cm/año y una velocidad de 1 cm/año a la trinchera. La Tabla (5.2) muestra los valores de la pendiente de Clapeyron usados para la discontinuidades de 410 km y 660 km.

Tabla 5.2: Distribuciones de Clapeyron Slope usada en este estudio

$\gamma$ MPa/K Para 410 km	$\gamma'$	$\gamma$ MPa/K Para 660 km	$\gamma'$
4	0.0269	-3.0	-0.02018
2.5	0.0168	-0.5	-0.00336
3.25	0.0218	-1.75	-0.0117
2	0.013	-3.0	-0.02018
2	0.013	-4.0	-0.0269
3.5	0.235	-4.4	-0.03



Cada una de las distribuciones de Clapeyron se le incorporó a los modelos A1, A2, A3, A4, B1, B2, B3 y B4 , obteniendo un total de 48 modelos, los cuales representan diferentes márgenes de interacción de la placa con la zona de transición y el manto inferior. Se debe tener en cuenta que cualquier cambio en la viscosidad del manto o en las pendientes de Clapeyron genera como consecuencia un cambio en el estilo de subducción y morfología de la placa, como se apreció en los modelos que incluían solo distribución de viscosidad y como se apreciará en las Figuras (5.7), (5.8) y (5.9).

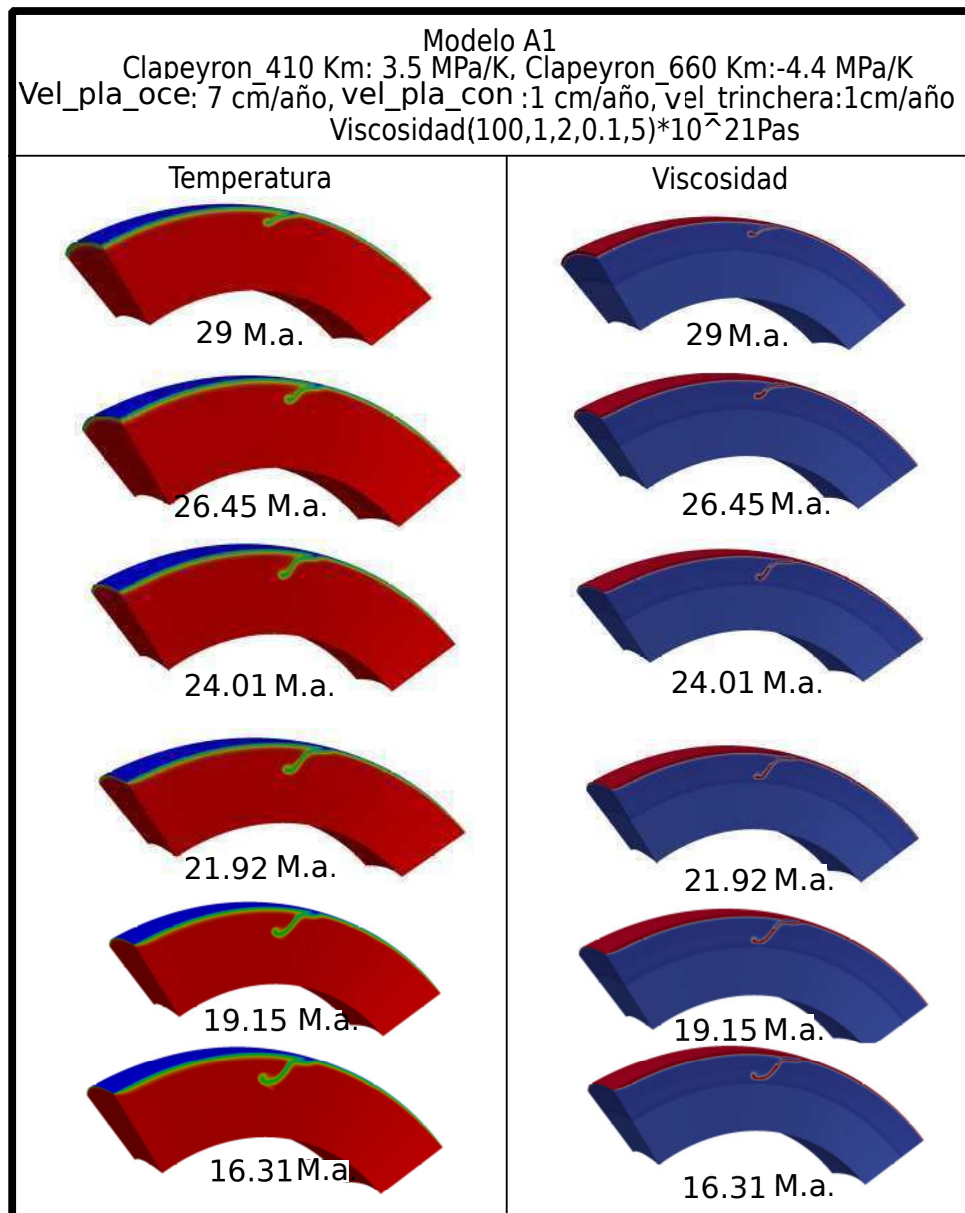


Figura 5.7: Temperatura y viscosidad derivados del modelo A1 con viscosidades de:  $(100,1,2,0.1,5)*10^{21}$  Pas, incorporando una pendiente de Clapeyron de 3.5 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-4.4$ MPa/K para la discontinuidad de 660 km



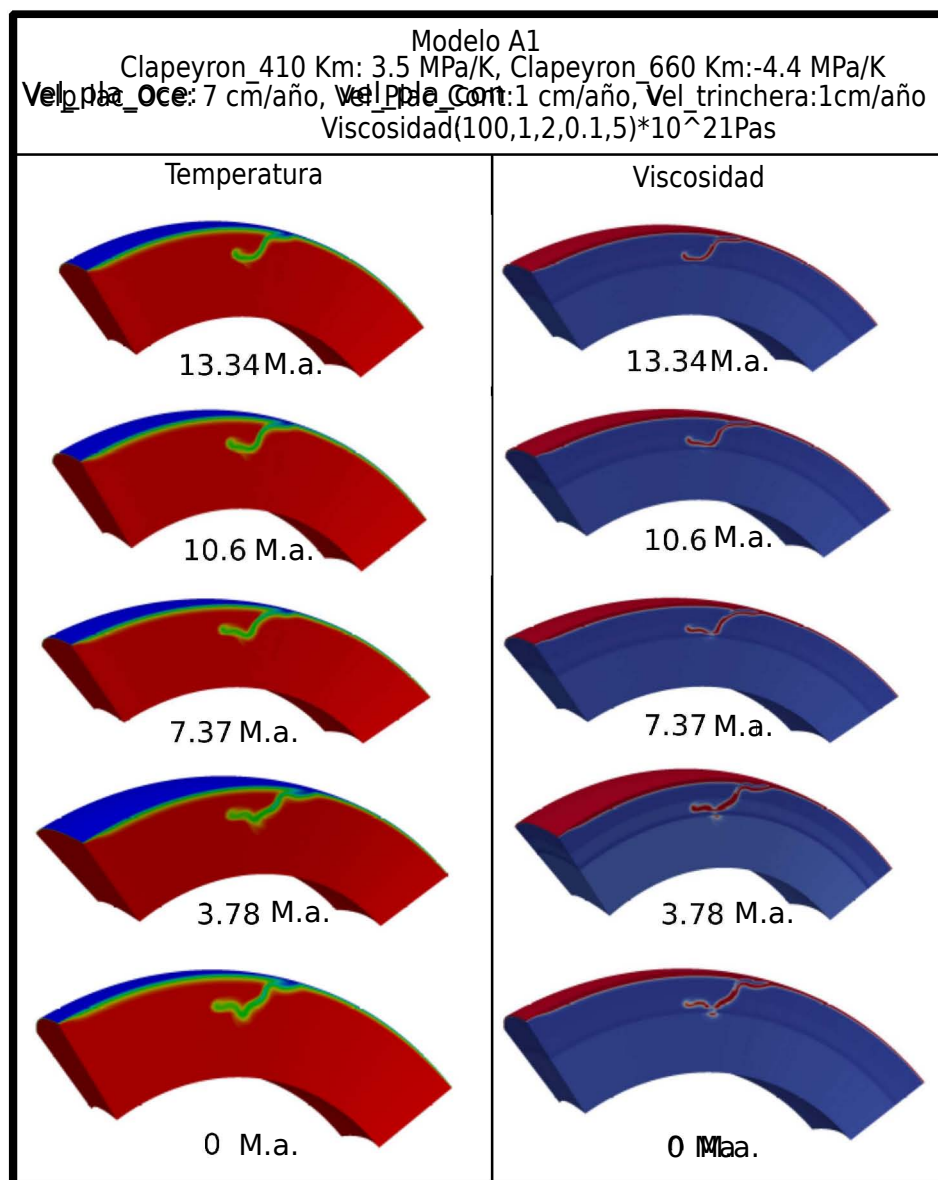


Figura 5.8: Temperatura y viscosidad derivados del modelo A1 con viscosidades de:  $(100, 1, 2, 0.1, 5) \cdot 10^{21}$  Pas incorporando una pendiente de Clapeyron de 3.5 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-4.4$ MPa/K para la discontinuidad de 660 km

En las Figuras (5.7) y (5.8) se empieza a identificar un régimen dominado por la flotabilidad positiva. Las placas frías se aceleran en la transición de fase de 410 km por una fuerza en la misma dirección de su movimiento, producto de transformaciones de fase exotérmicas, y son retardadas por fuerzas de flotabilidad positiva como consecuencia de la transición endotérmica en 660 km. Si la pendiente de Clapeyron es lo suficientemente negativa las placas tenderán a horizontalizarse en la zona de transición y no se hundirán en el manto inferior así su viscosidad sea muy pequeña. A continuación, en la Figura (5.9) se comparará el mismo modelo con distribuciones de viscosidad sin incorporar transiciones de fase y se compararán con la tomografía

sísmica de Gorbatov y Fukao (2005).

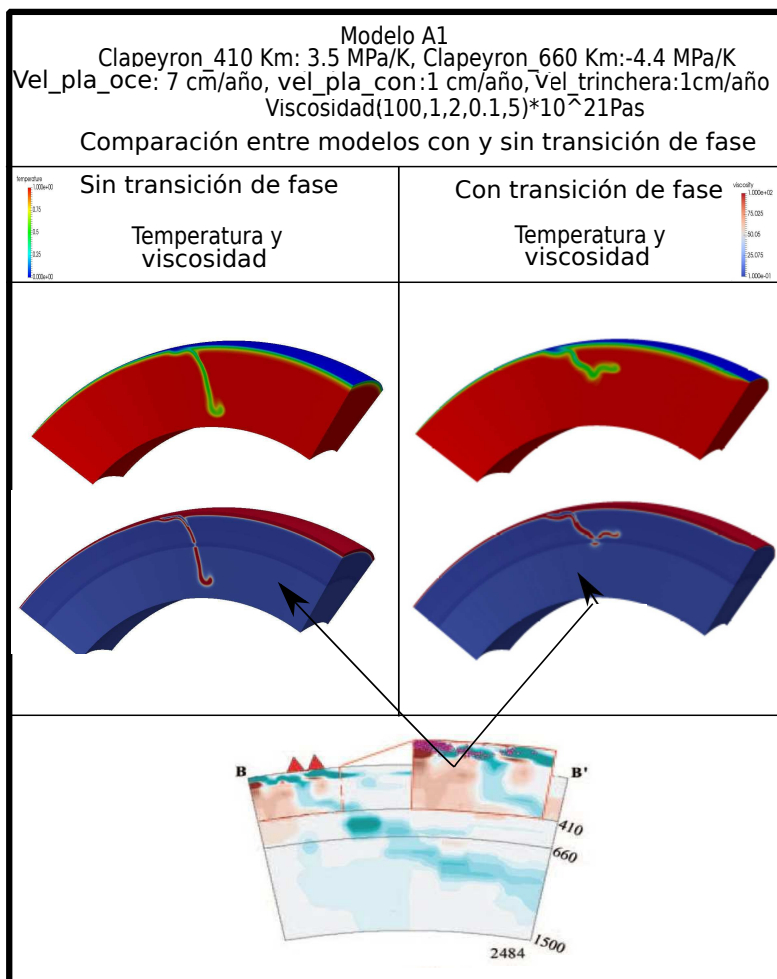


Figura 5.9: Comparación entre gráfica de temperatura y viscosidad derivados del modelo A1 con viscosidades de: (100, 1, 2, 0.1, 5)\* sin transición de fase (izquierda) con gráfica del modelo A1 incorporando una pendiente de Clapeyron de 3.5 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y -4.4 MPa/K para la discontinuidad de 660 km (derecha), así como con el modelo de Gorbatov y Fukao (2005)

Se puede observar la gran variación de comportamiento y geometría de la placa oceánica, entre modelos que comparten la misma distribución de viscosidad con la diferencia de la incorporación de transiciones de fase. A la izquierda de la Figura (5.9) se expone la distribución de temperatura y viscosidad de una placa que se hunde profundamente en el manto inferior al no tener una fuerza resistiva lo suficientemente alta que frene su movimiento, dicha baja resistencia provoca modificaciones geométricas muy pequeñas y su morfología permanece cuasi-constante a lo largo de su viaje en el manto.

A derecha se expone el modelo A1 de la Figura (5.9), con la misma distribución

de viscosidad del modelo a izquierda. A pesar de que comparten los mismos valores de viscosidad para cada una de las capas que componen el dominio, la litósfera oceánica no logra penetrar el manto inferior al incorporarle la transición de fase de 410 km y 660 km, por el contrario se horizontaliza y estanca en la zona de transición. Igualmente se identifica gran variación en la geometría de la placa; la placa posee considerable protuberancias que pueden ser generados por la acomodación y horizontalización de la placa en la zona de transición. Al incorporarle la transición de fase, se obtienen una morfología de litosfera oceánica que se aproximan de mejor manera a lo observado en la tomografía sísmica. A superficie, a pesar que la subducción plana no se haya distorsionado si se modificó con respecto a los gráficos de la izquierda, por lo tanto, la reología del manto y las transiciones de fase modifican, no sólo, la placa a medida que interactúa con el manto, si no que también modifica su dinámica superficial.

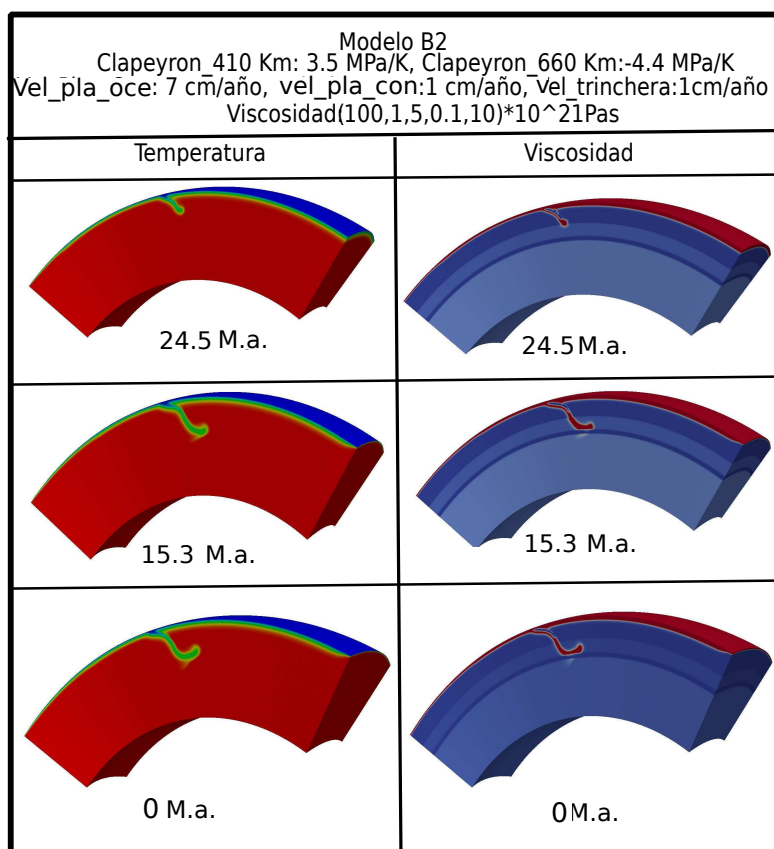


Figura 5.10: Temperatura y viscosidad para el modelo B2 con viscosidades de:  $(100, 1, 5, 0.1, 10) \cdot 10^{21}$  Pas, incorporando una pendiente de Clapeyron de 3.5 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-4.4$  MPa/K para la discontinuidad de 660 km

La misma prueba se realizó para el modelo B2 (Figura 5.10), obteniendo el mismo resultado. Una placa que se acomoda en la zona de transición de forma horizontal y se estanca debido al régimen de flotabilidad positivo. Los resultados concuerdan

con lo expuesto por Christensen (1995); valores suficientemente negativos para la pendiente de Clapeyron de 660 km generan como consecuencia su estancamiento en la zona de transición. A partir de estos modelos se iniciaron pruebas disminuyendo los valores de la pendiente de Clapeyron para la transición de fase de 410 km y 660 km obteniendo los siguiente modelos con inclinación tipo A y tipo B mostrados en las figuras (5.10),(5.11),(5.12),(5.13),(5.14),(5.15),(5.16) .

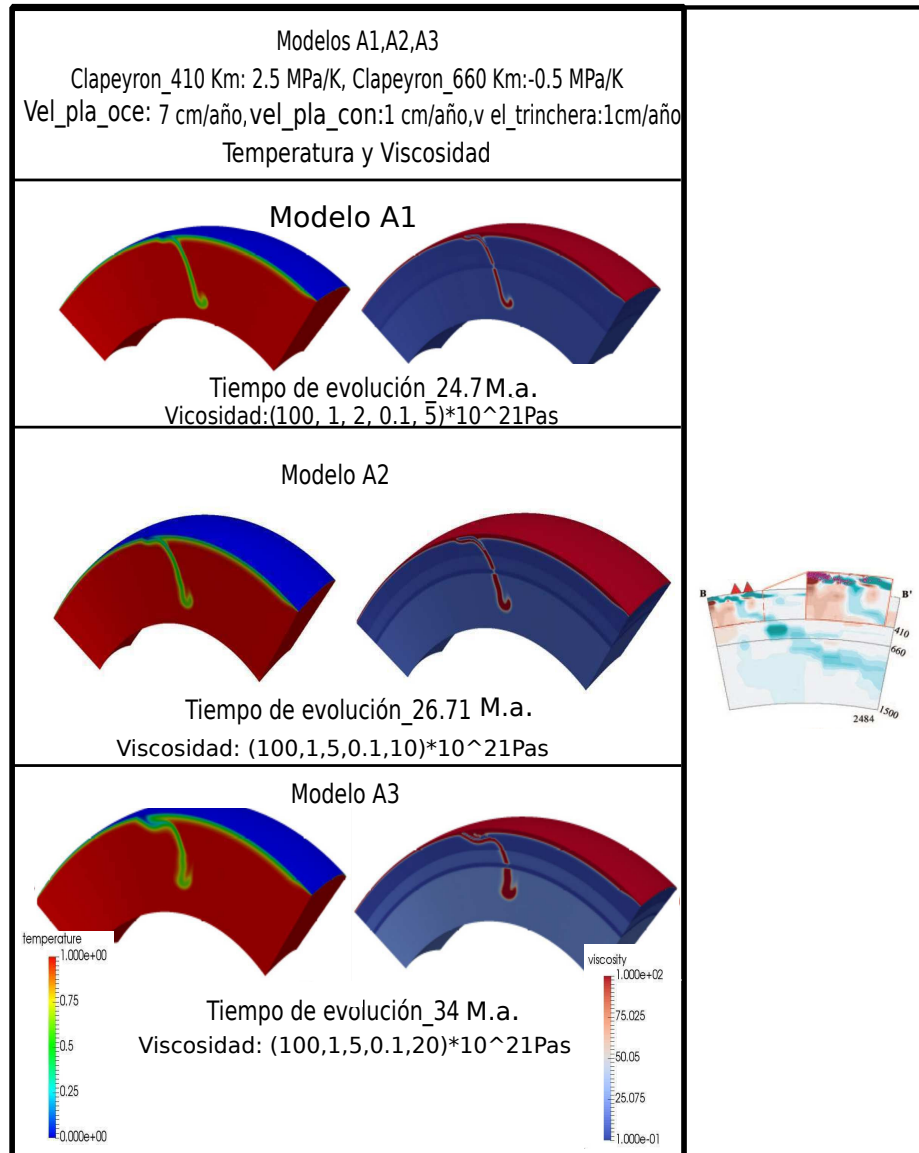


Figura 5.11: Temperatura y viscosidad para el modelo A1 (arriba) con una distribución de viscosidades de:  $(100, 1, 2, 0.1, 5) \cdot 10^{21}$  Pas; modelo A2 (centro) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 10) \cdot 10^{21}$  Pas; modelo A3 (abajo) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 20) \cdot 10^{21}$  Pas. Incorporando una pendiente de Clapeyron de 2.5 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-0.5$  MPa/K para la discontinuidad de 660 km. A la derecha se encuentra la tomografía sísmica de Gorbатов y Fukao (2005). El tiempo final de simulación para A1 es de 15.3 M.a., para A2 es de 13.29 M.a. y para A3 es de 6 M.a.

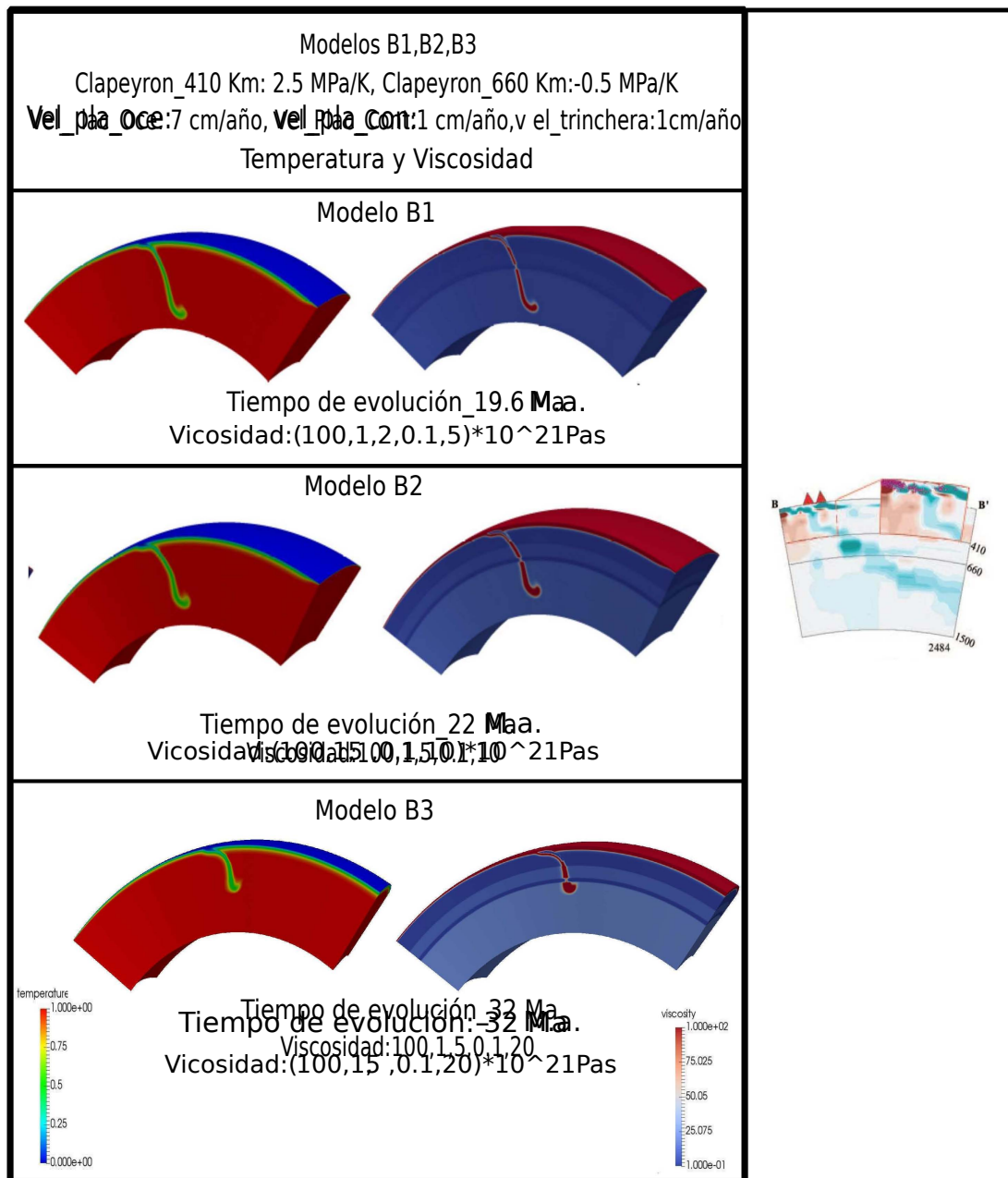


Figura 5.12: Temperatura y viscosidad para el modelo B1 (arriba) con una distribución de viscosidades de  $(100, 1, 2, 0.1, 5) \times 10^{21}$  Pas; modelo B2 (centro) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 10) \times 10^{21}$  Pas; modelo B3 (abajo) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 20) \times 10^{21}$  Pas. Incorporando una pendiente de Clapeyron de 2.5 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-0.5$  MPa/K para la discontinuidad de 660 km. A la derecha se encuentra la tomografía sísmica de Gorbатов y Fukao (2005). El tiempo final de simulación para B1 es 20.4 M.a., para B2 es de 18 M.a. y para B3 es de 8 M.a..

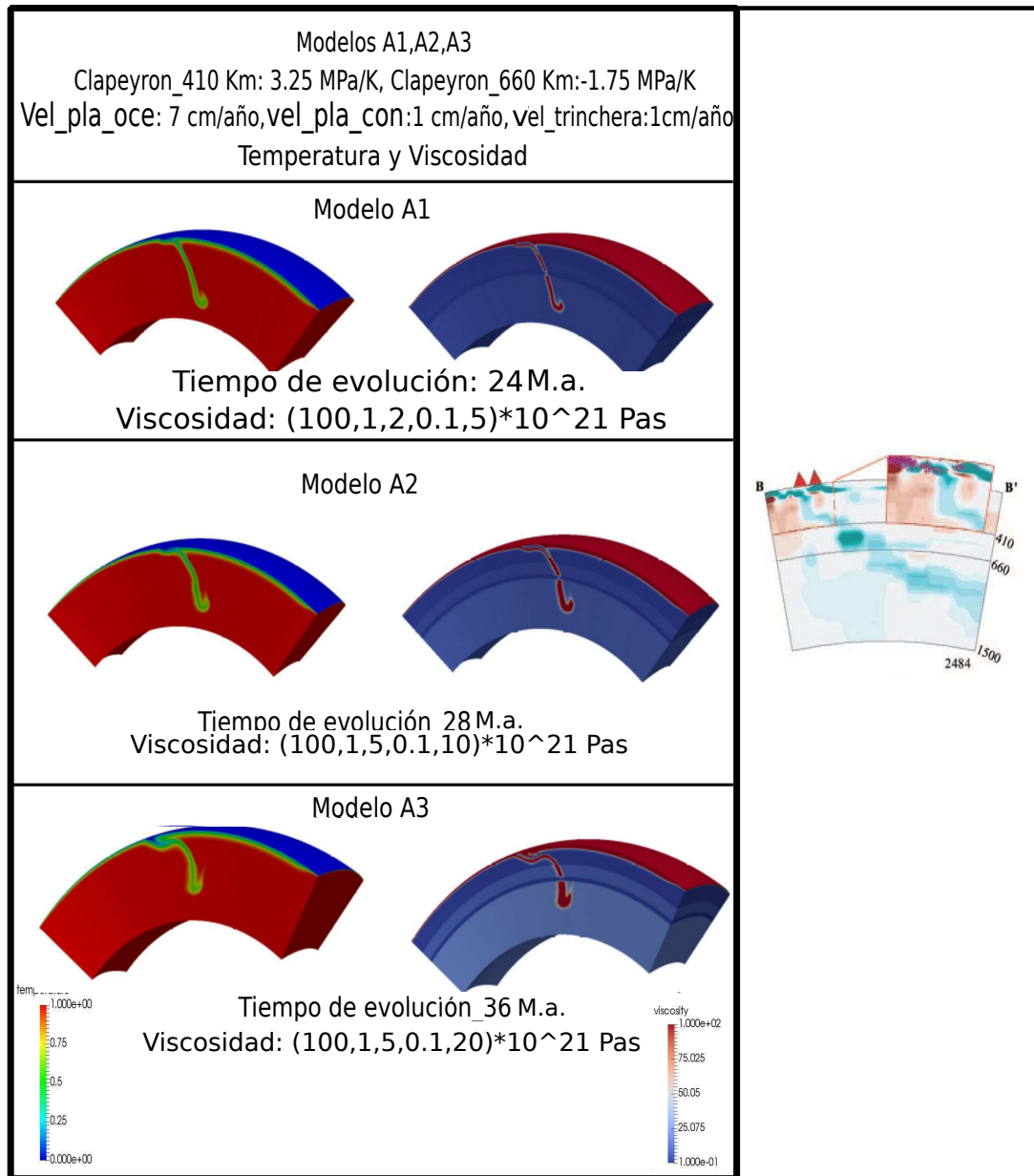


Figura 5.13: Temperatura y viscosidad para el modelo A1 (arriba) con una distribución de viscosidades de:  $(100, 1, 2, 0.1, 5) * 10^{21}$  Pas; modelo A2 (centro) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 10) * 10^{21}$  Pas; modelo A3 (abajo) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 20) * 10^{21}$  Pas. Incorporando una pendiente de Clapeyron de 3.25 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-1.75$  MPa/K para la discontinuidad de 660 km. A derecha se encuentra la tomografía sísmica de Gorkhato y Fukao (2005). El tiempo final de simulación para A1 es de 16 M.a., para A2 es de 12 M.a. y para A3 es de 4 M.a.

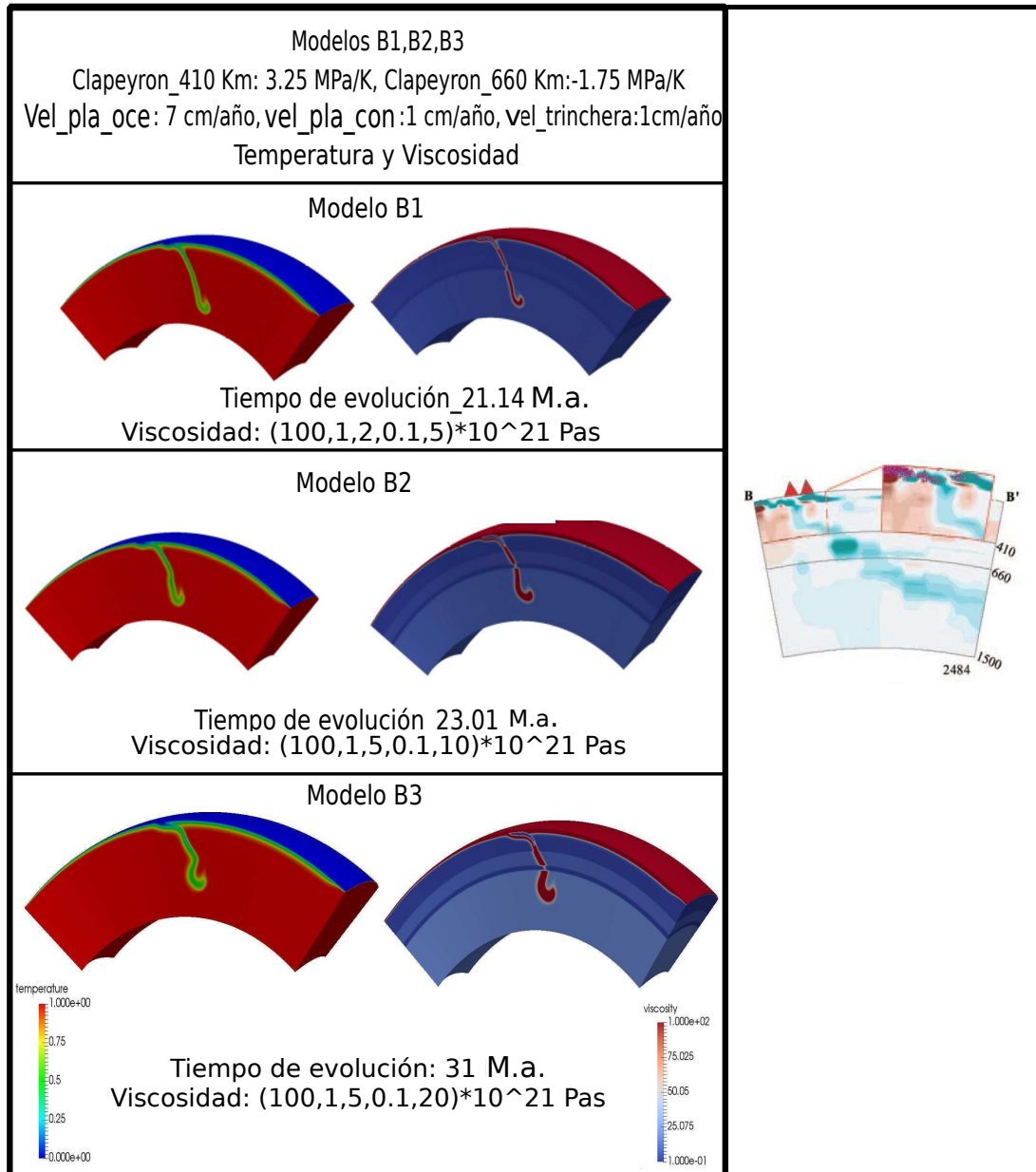


Figura 5.14: Temperatura y viscosidad para el modelo B1 (arriba) con una distribución de viscosidades de:  $(100, 1, 2, 0.1, 5) * 10^{21}$  Pas; modelo B2 (centro) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 10) * 10^{21}$  Pas; modelo B3 (abajo) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 20) * 10^{21}$  Pas. Incorporando una pendiente de Clapeyron de 3.25 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-1.75$  MPa/K para la discontinuidad de 660 km. A la derecha se encuentra la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005). Tiempo inicial de simulación para B1 es 18.86 M.a., para B2 es de 17 M.a., para B3 es de 9 M.a.



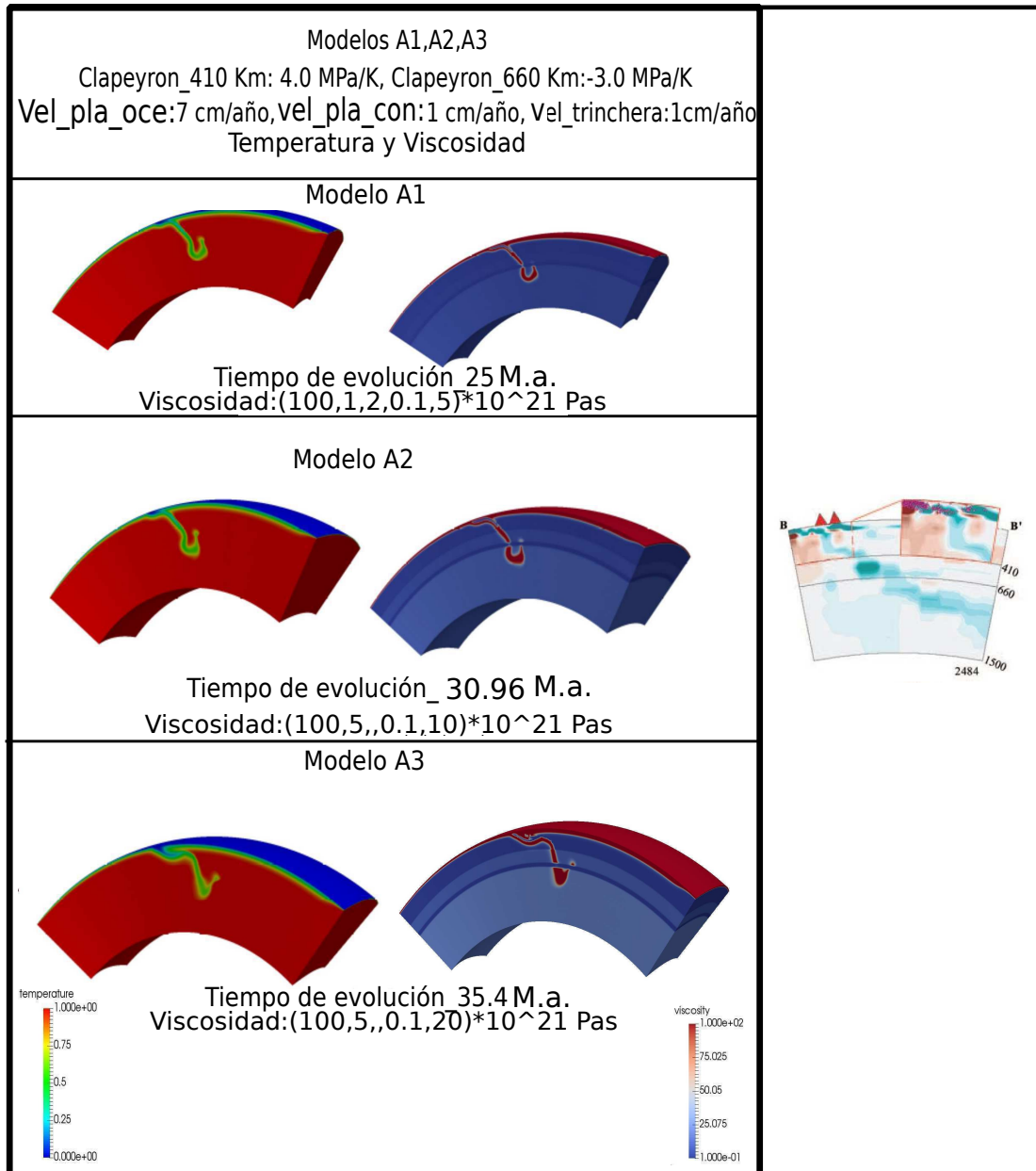


Figura 5.15: Temperatura y viscosidad para el modelo A1 (arriba) con una distribución de viscosidades de:  $(100, 1, 2, 0.1, 5) \times 10^{21}$  Pas; modelo A2 (centro) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 10) \times 10^{21}$  Pas; modelo A3 (abajo) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 20) \times 10^{21}$  Pas. Incorporando una pendiente de Clapeyron de 4 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-3$  MPa/K para la discontinuidad de 660 km. A la derecha se encuentra la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005). El tiempo final de simulación para A1 es de 15 M.a., para A2 es de 9 M.a. y para A3 es de 4.6 M.a.



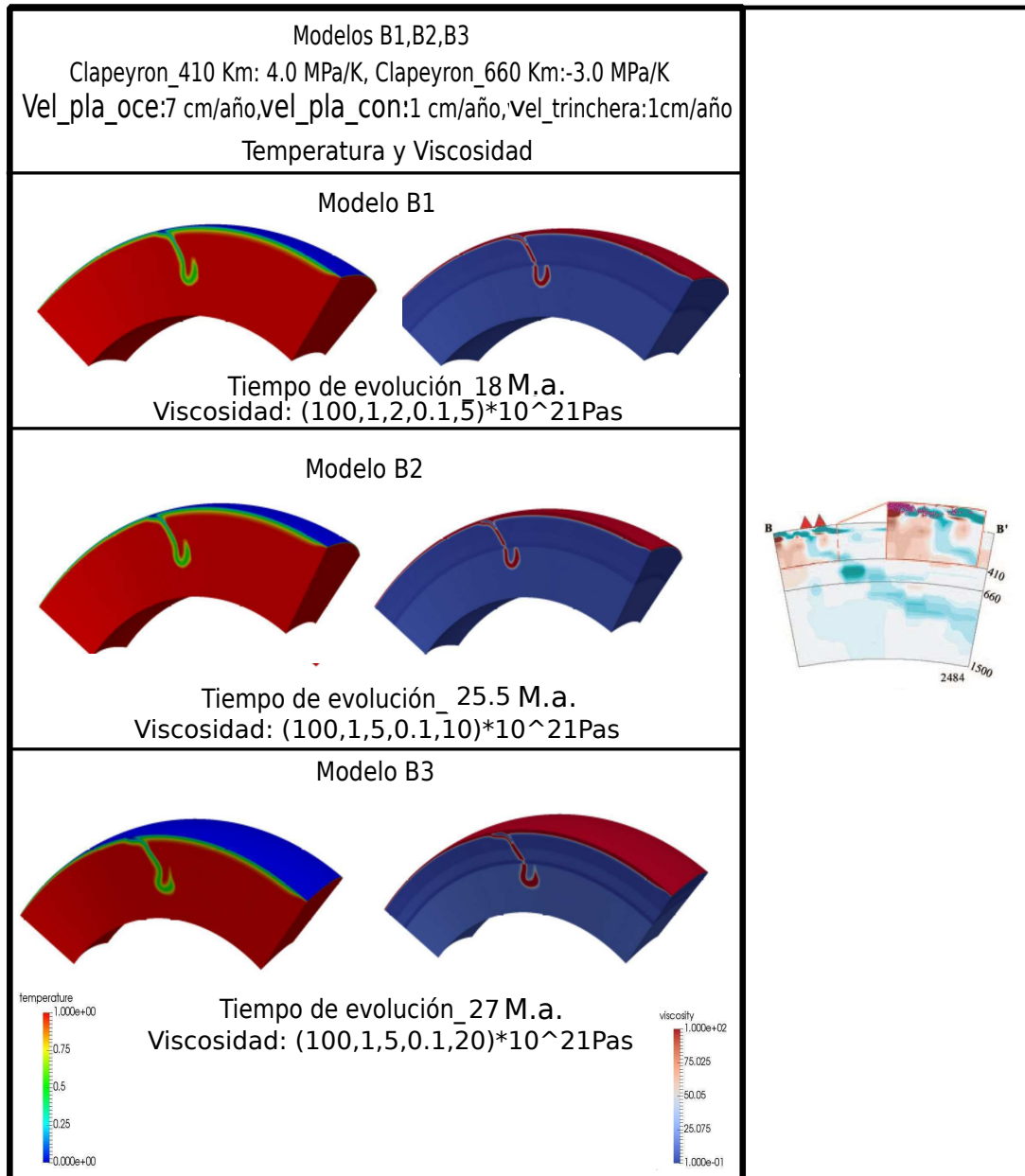


Figura 5.16: Temperatura y viscosidad para el modelo B1 (arriba) con una distribución de viscosidades de:  $(100, 1, 2, 0.1, 5) \times 10^{21}$  Pas; modelo B2 (centro) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 10) \times 10^{21}$  Pas; modelo B3 (abajo) con una viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 20) \times 10^{21}$  Pas. Incorporando una pendiente de Clapeyron de 4 MPa/K para la discontinuidad de 410 km y  $-3$  MPa/K para la discontinuidad de 660 km. A la derecha se encuentra la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005). Tiempo inicial de simulación para B1 es 22 M.a., para B2 es de 14.5 M.a., para B3 es de 13 M.a.

---

En los modelos de las figuras (5.11), (5.12), (5.13) y (5.14), se obtienen placas oceánicas que se hunden en el manto inferior con un valor poco negativo de la pendiente de Clapeyron para la transformación de fase de 660 km. Estos modelos presentan modificaciones importantes en la morfología de la placa a medida que se incrementa la viscosidad del manto inferior, por lo tanto se clasificarán dentro de los modelos con transiciones de fase dominados por el régimen de la viscosidad. Los valores pequeños de la pendiente de Clapeyron para la discontinuidad de 660 km ejercen sobre la placa una pequeña fuerza de flotabilidad positiva que se opone al movimiento de la litósfera oceánica; al ser mayor la fuerza de empuje gravitacional y la fuerza de flotabilidad negativa ejercida sobre la placa a los 410 km, la placa podrá continuar su movimiento hacia el manto inferior y su velocidad y morfología se verá afectada principalmente por las fuerzas resistivas de viscosidad generadas por el manto inferior. Si la viscosidad del manto inferior es pequeña comparada con la del manto superior, la litósfera oceánica se moverá por el manto inferior sin mayor dificultad y su geometría permanece relativamente constante durante su interacción con el manto. Por el contrario, si la viscosidad del manto inferior es mucho mayor con respecto al manto superior ( $> 20 * 10^{21}$  Pas), la forma de la placa oceánica se verá críticamente afectada tomando geometrías que se alejan de las observaciones.

Al aumentar el valor negativo de Clapeyron para la discontinuidad 660 km a  $-3$  MPa/K para los modelos que aparecen en las figuras (5.15) y (5.16), se obtienen modificaciones importantes en la morfología de la placa y su hundimiento en el manto inferior. Estos modelos pueden ser comparados con la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005), especialmente para valores de viscosidad del manto inferior entre  $(5 - 10) * 10^{21}$  Pas, tanto para modelos con placa oceánica inicial A y B. Para rangos de viscosidad mayor que  $20 * 10^{21}$  Pas se observan distorsiones en la placa, cuya morfología se aleja de lo esperado a pesar de que se hundan en el manto inferior. La importancia de estos modelos radica en la posibilidad de restringir las distribuciones de viscosidad del manto inferior para la zona de subducción plana de la placa de Cocos.

De los modelos obtenidos se identifica que aquellos que poseen como placa inicial A (Figuras 5.7, 5.8, 5.11, 5.13, 5.14), se acercan de mejor manera a la morfología de la placa al compararla con la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005), esto es debido a que en la superficie los modelos con inclinación A (Figura 3.12) presentan mejor forma en la subducción plana que lo modelos con inclinación inicial B (Figura 3.13). Las distribuciones de viscosidad para la zona de transición se restringen a  $(2 - 5) * 10^{21}$  Pas y para el manto inferior se restringen al rango de  $(5 - 10) * 10^{21}$  Pas. Se debe aclarar que no se espera obtener un modelo que se aproxime de manera exacta a las observaciones en las tomografías sísmicas, esto es debido a que se está trabajando con valores supuestos para la pendiente de Clapeyron y las viscosidad de la zona de transición y el manto inferior para Cocos, teniendo siempre en mente que la reología del manto y el comportamiento de los diferentes procesos que ocurren a profundidades mayores de 500 km y cómo afectan a la litósfera oceánica es aún

---

---

desconocido.

La combinación entre los valores de viscosidad para la zona de transición y los valores de Clapeyron que caracterizan las transformaciones de fase que ocurren a 410 km y 660 km generan diferentes formas de subducción y como consecuencia pueden facilitar el hundimiento de la placa o por el contrario su estancamiento. Placas jóvenes como Cocos penetran en el manto inferior sin ninguna dificultad según los estudios de Fukao et al.,(2000); Gorbatov y Fukao (2005); Li et al., (2008) y Fukao et al.,(2013); por ende, se sugiere que los saltos de viscosidad entre manto superior, zona de transición y manto inferior suceden de manera suave, es decir sus valores no aumentan de manera abrupta con respecto al valor de viscosidad del manto superior; para que la placa pueda hundirse en el manto inferior. Finalmente se plantean viscosidades entre  $(5 - 10) * 10^{21}$  Pas para el manto inferior en la zona de subducción plana mexicana.

Con respecto a la influencia de los valores de Clapeyron para discontinuidad de 410 km y 660 km, se describe de acuerdo con investigaciones previas que: los valores para las pendientes de Clapeyron de 410 km pueden generar cambios significativos en la placa a nivel superficial, estudios como Hunen et al. (2001) exponen que altos valores de Clapeyron pueden generar ángulos de inmersión pronunciados y la flotabilidad negativa puede producir tasas de deformación altas y por lo tanto el debilitamiento de la placa a través de la reología no lineal del manto. Para valores bajos de la pendiente de Clapeyron en 410 km puede generar como consecuencia placas más fuertes, subduciendo a ángulos de inmersión más bajos y produciendo retroceso más rápido. Por otro lado Yuen y Cserepes (1997) plantean que la transición de fase de 660 km es dominante en procesos de estratificación del manto y modifican considerablemente la morfología y cinemática de la placa por las fuerzas de flotación positivas que se oponen al movimiento de la placa y su interacción con un manto inferior más viscoso.

En los modelos anteriores se observaron que la mayor modificación de la placa se centraba en la zona de transición, aunque en la tomografía sísmica de Cocos [Gorbatov y Fukao (2005)] muestra deformaciones importantes de la placa cuando interactúa con la discontinuidad de 410 km; siguiendo las sugerencias de Hunen et al., (2001) e identificando como afecta la transición de fase de 410 km a la placa teniendo valores entre (2.5-4) MPa/K, se decide fijar el valor de Clapeyron en 410 km a 2 MPa/K y de esa manera asegurar que la subducción plana se mantenga y se generen deformaciones relevantes en la placa cuando interactúa con dicha discontinuidad.

Debido a que el estudio se basa en la interacción de la placa Cocos con la zona de transición y el manto inferior, se varía los valores de las pendientes de Clapeyron para la discontinuidad de 660 km, jugando con distribuciones de viscosidad para el manto inferior entre  $(5 - 10) * 10^{21}$  Pas, para finalmente encontrar un modelo que se hunda en el manto inferior y la morfología de la placa se aproxime a las observaciones. A continuación en la Figura (5.17) se exponen modelos con pendiente

---

de Clapeyron para la transformación de fase de 660 km entre un rango de -4 a -3 MPa/K, disminuyendo la viscosidad del manto inferior a  $7 \times 10^{21}$  Pas y fijando la pendiente de Clapeyron para la transición de fase de 410 km a 2 MPa/K, como se muestra en la Figura (5.17).

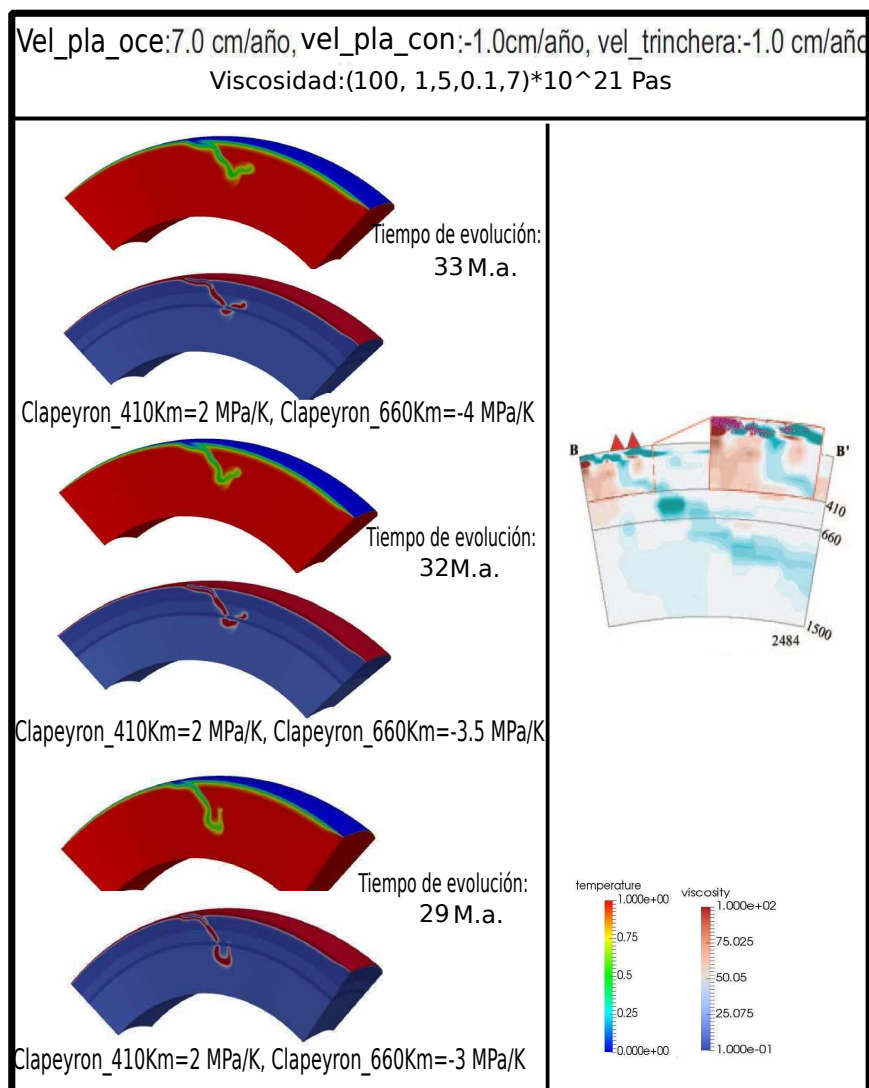


Figura 5.17: Temperatura y viscosidad con placa inicial A, una distribución de viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 7) \times 10^{21}$  Pas, una velocidad de placa oceánica de 7 cm/año, de placa continental de 1 cm/año y de trinchera de 1 cm/año. Arriba: modelo con pendiente de Clapeyron para la discontinuidad de 410 km: 2 MPa/K y para la discontinuidad de 660 km: -4 MPa/K. Centro: modelo con pendiente de Clapeyron para la discontinuidad de 410 km: 2 MPa/K y para la discontinuidad de 660 km: -3.5 MPa/k. Abajo: modelo con pendiente de Clapeyron para la discontinuidad de 410 km: 2 MPa/K y para la discontinuidad de 660 Km: -3 MPa/k. A derecha: tomografía de Gorbatov y Fukao (2005)

Se realizaron modelos para cada uno de los anteriores valores de pendiente de Clapeyron en la discontinuidad de 660 km para distribuciones de viscosidad de:

$(100, 1, 5, 0.1, 10) * 10^{21}$  Pas;  $(100, 1, 5, 0.1, 9) * 10^{21}$  Pas;  $(100, 1, 5, 0.1, 8) * 10^{21}$  Pas y  $(100, 1, 5, 0.1, 7) * 10^{21}$  Pas como se muestra en la Figura (5.17). Sin embargo la geometrías de las placas no variaron significativamente cuando se disminuía la viscosidad del manto inferior, por lo tanto se optó por colocar sólo uno de los modelos para cada uno de los diferentes valores de Clapeyron en la discontinuidad de 660 km con la distribución de viscosidad de  $(100, 1, 5, 0.1, 7) * 10^{21}$  Pas. En la Figura (5.18) se muestra los perfiles reológicos usados en este estudio.

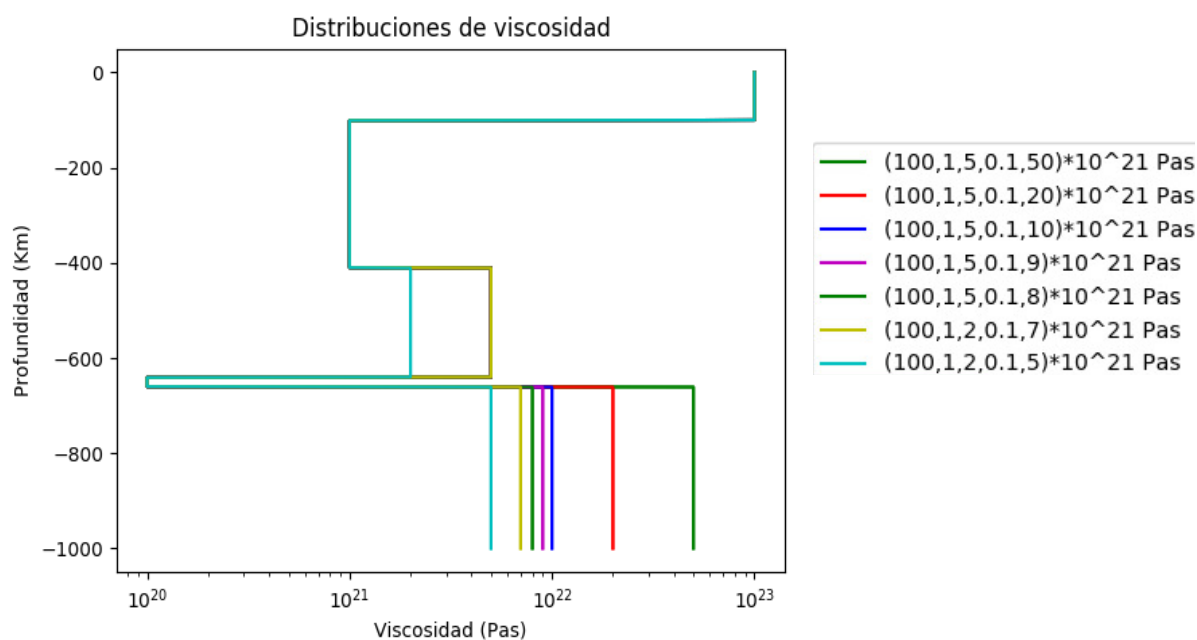


Figura 5.18: Perfiles de viscosidad, Las viscosidades se restringen para la zona de transición a valores entre  $(2 - 5) * 10^{21}$  Pas y para el manto inferior a valores de  $(5 - 10) * 10^{21}$  Pas. La viscosidad de  $20 * 10^{21}$  modifica la morfología de la placa alejándose de lo que se observa en la tomografía sísmica de Gorbатов y Fukao (2005)

En la Figura (5.17) se identifica que: a pesar de que la viscosidad del manto inferior se disminuyó y se agregaron valores de Clapeyron en la transformación de fase de 660 km más negativos que  $-3$  MPa/K, se obtenían placas cuyo régimen dominante está representado por la flotabilidad positiva, evitando que las placas logren hundirse profundamente en el manto inferior. Se identifica una tendencia a la horizontalización de la placa oceánica en la zona de transición; según Goes et al. (2017) placas muy viejas se horizontalizan y estancan en la zona de transición, provocando un retroceso rápido de la trinchera (placa del Pacífico subductando debajo de Japón); sin embargo, para Cocos, que es la placa sobre la cual se centra este estudio, cuya edad es relativamente poca (15 Ma) y su retroceso de trinchera en los modelos es un valor constante de 1 cm/año, se obtiene horizontalización y estancamiento en la zona de transición para pendientes de Clapeyron suficientemente negativos independientemente de su edad. Varios estudios suponen que después de cierto tiempo las

---

placas horizontalizadas y estancadas se hundan en el manto inferior; sin embargo, por cuestiones de tiempo en el desarrollo de esta tesis no se puede comprobar la hipótesis.

De los valores poco negativos y muy negativos de Clapeyron para la transformación de fase de 660 km, se opta por escoger modelos que representen un equilibrio entre las fuerzas resistivas de la viscosidad del manto inferior y las fuerzas de flotabilidad de la transformación de fase endotérmica de 660 km que se opone al movimiento de la placa, de tal manera que se obtengan placas que se hundan en el manto inferior y cuya morfología pueda ser comparada con la tomografía sísmica de Gorbатов y Fukao (2005). Los modelos que mejor se aproximan son aquellos cuya viscosidad se encuentra en un régimen entre  $(5 - 10) * 10^{21}$  Pas y pendiente de Clapeyron para la transformación de fase de 410 km de 2 MPa/K y pendiente de Clapeyron para la transformación de fase de 660 km de -3 MPa/K.

Los estudios de Christensen (1995); Torii y Yoshioka, (2007); Billen (2008); Cizcova et al. (2012); Goes et al. (2017); Agrusta et al. (2017), entre otros, exponen que la viscosidad no representa el único mecanismo para la estancación o hundimiento de la placa, sino que es un conjunto de fenómenos que son determinantes en el comportamiento de la placa en la zona de transición. Hasta el momento el estudio concuerda con sus planteamientos, donde la viscosidad por sí sola no representó el único mecanismo en el hundimiento de la placa, si no que combinado con las transiciones de fase se pudieron obtener diferentes márgenes de subducción con placas hundiéndose en el manto inferior o por el contrario estancándose en la zona de transición independientemente de su edad.

### **5.0.0.3 Influencia de la velocidad de la placa Cocos en la interacción con la zona de transición y el manto inferior**

Durante los últimos 40 Ma, la subducción de la placa Cocos ha variado su velocidad de convergencia entre un máximo valor de  $\sim 12$  Ma al rededor de los  $\sim 13$  Ma, a un valor mínimo de  $\sim 3$  cm/año a los  $\sim 10$  Ma, hasta aproximadamente  $\sim 7$  cm/año que es lo que se registra actualmente. Los valores de la velocidad durante los últimos 40 Ma fueron incorporado al Citcoms, y fueron basados en Sdrolias y Müller, (2006) como se muestra en la Figura (5.19).

Placas oceánicas de edades inferiores a 60 Ma, subducen de manera rápida mientras que su velocidad de retroceso de trincheras es lento y cuyo hundimiento en el manto inferior puede ser facilitado por su rápida deformación y engrosamiento o espesamiento cuando interactúa con la zona de transición y el manto inferior. El espesamiento de la litósfera oceánica genera como consecuencia aumento de la flotabilidad negativa de la placa y por lo tanto aumento de su velocidad, facilitando de esta manera la rápida penetración en el manto inferior. En otras palabras una placa joven acumula masa en la zona de transición rápidamente y en un momento determinado cuando la acumulación sea suficiente, se hundirá en el manto inferior

---

con un fuerte aumento de velocidad y caída en las tasa de retroceso de la trinchera. Para América Central las velocidades de hundimiento y avance de placas son 40 % – 100 % más altas de los esperado con respecto a la relativa edad de la placa, por lo tanto se intuye un baja viscosidad del manto inferior y las velocidades registradas por Sdrolias y Müller (2006) permiten sugerir la existencia de material hundiéndose en el manto inferior desde 50 o 25 Ma. Sin embargo, aún no se explican las altas tasas de subducción que presenta la placa Cocos cuando su velocidad debería ir disminuyendo a medida que penetra el manto inferior [Goes et al.2008; 2017].

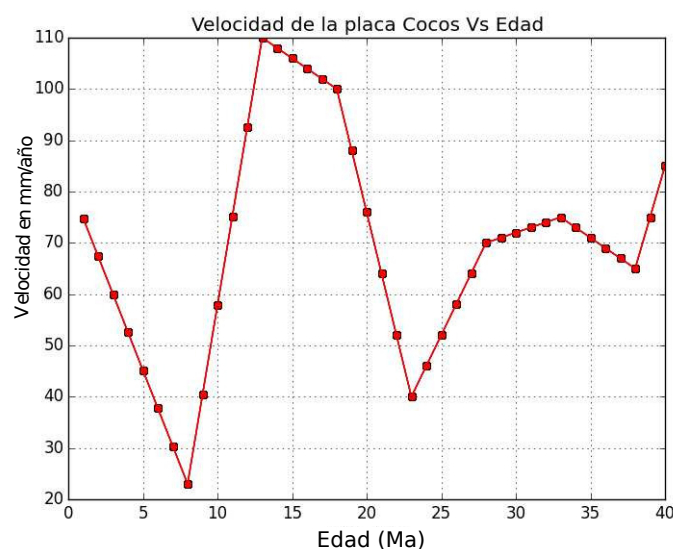


Figura 5.19: Tasa de convergencia de la placa Cocos durante los últimos 40 Ma. Los valores para la reconstrucción de la gráfica de velocidad fueron tomados de Sdrolias y Müller, (2006), figura 16.

Para identificar cómo la variación de la velocidad de la placa Cocos afecta su interacción con la zona de transición y la morfología durante los últimos 40 M.a.; se incorpora al Citcoms su velocidad variable a partir del Figura (5.19) y se construyen modelos con distribución de viscosidad de  $(100, 1, 5, 0.1, 9) \times 10^{21}$  Pas y pendientes de Clapeyron para la discontinuidad de 410 km de 2 MPa/K y para la discontinuidad de 660 km de -3 MPa/K. Finalmente los resultados se comparan con un modelo con las misma distribución de viscosidad y pendiente de Clapeyron pero con velocidad constante de 7 cm/año de litósfera oceánica, manteniendo la velocidad de la placa continental y trinchera constantes con un valor de 1 cm/año para cada una de ellas en ambos modelos (Figura 5.20).

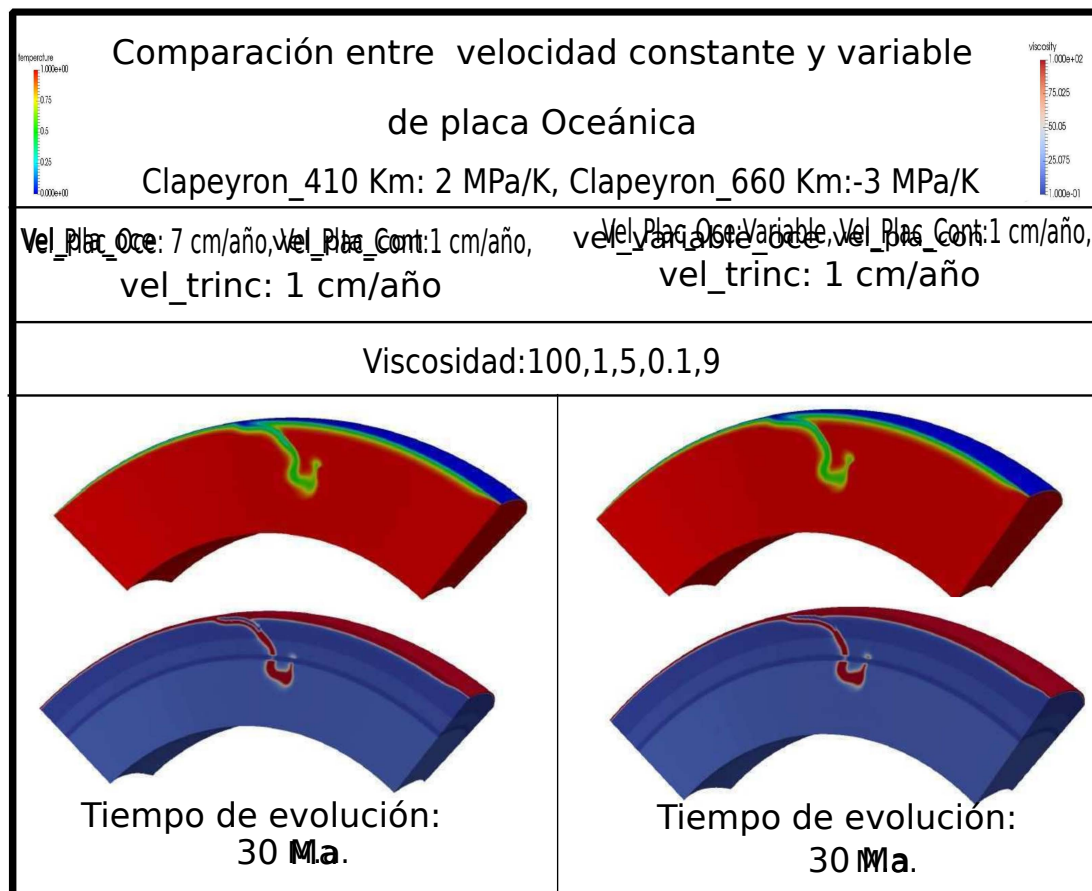


Figura 5.20: Temperatura y viscosidad con placa inicial A, una distribución de viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 9) \times 10^{21}$  Pas; pendientes de Clapeyron para la transformación de fase de 410 km de 2 MPa/K y para la transición de fase de 660 km de -3 MPa/K. A la derecha se observan los modelos generados con velocidad constante de placa oceánica de 7 cm/año y a la izquierda el modelo generado con la velocidad variable de Sdrolias y Müller (2006). La velocidad continental y de la trinchera se mantienen en 1 cm/año. Tiempo final de simulación 10 Ma.

De la Figura (5.20) se puede observar que no existe variación significativa al incorporar al programa una velocidad variable de placa oceánica. Por lo tanto la aproximación de considerar la velocidad de la placa Cocos como 7 cm/año representa un buen promedio durante los últimos 40 Ma. Sin embargo los aumentos y disminuciones de la tasa de convergencia de Cocos permiten intuir el proceso de interacción de la placa con el manto inferior. Dichas altas velocidades pueden representar la interacción de un manto inferior no tan viscoso con respecto al manto superior sugiriendo saltos de viscosidad de manera suave como lo obtenido en los resultados anteriores.



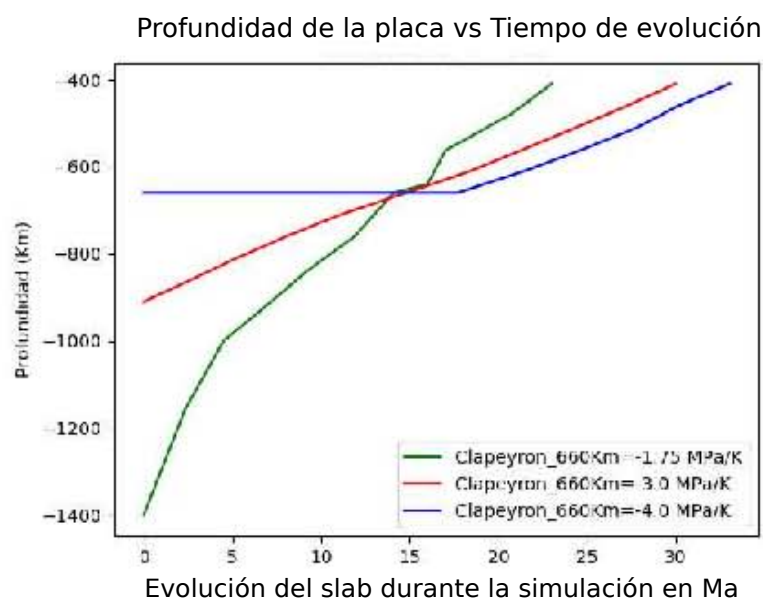


Figura 5.21: Evolución de la placa en Ma vs profundidad de placa subducida para diferentes valores de Clapeyron y una distribución de viscosidad de  $(100, 1, 5, 0.1, 10) * 10^{21}$  Pas

En la Figura (5.21) se muestra la evolución de la placa durante la simulación con respecto a la profundidad. Los modelos iniciales comienzan de una profundidad aproximada de 410 km y a partir de ellos inicia a evolucionar la placa incorporando las transiciones de fase de 410 km y 660 km y las distribuciones de viscosidad para cada una de las capas que componen el modelo. La Figura (5.21) representa el avance de la placa en el manto con respecto a la tiempo en M.a. Se exponen tres márgenes de subducción para placas que penetran en el manto inferior a diferentes profundidades y el estancamiento de una de ellas, dicho comportamiento está fuertemente relacionado con los valores de las pendientes de Clapeyron de 660 km. Para la placa con valor de Clapeyron en la discontinuidad de 660 km de  $-4.0$  MPa/K se identifica su llegada al límite superior del manto inferior aproximadamente a los 17 Ma. A partir de este tiempo hasta el presente la placa continúa estancada en la zona de transición a 660 km. Para la placa con Clapeyron de  $-3.0$  MPa/K, se observa su llegada al manto inferior aproximadamente a los 14 Ma, a partir de este tiempo la placa inicia un proceso de engrosamiento y una pequeña horizontalización en la zona de transición para luego hundirse en el manto inferior hasta una profundidad aproximada de 900 km. Al comparar la edad en la cual la placa llega al manto inferior con la gráfica de velocidad expuesta por Sdrolias y Müller (2006) se observa que aproximadamente a la edad de 13 Ma la placa aumenta considerablemente su velocidad y luego ésta disminuye; estos aumentos y disminuciones de velocidad de la placa Cocos en la zona de subducción sub-horizontal de México puede estar relacionados con la llegada de la placa a la zona de transición y su hundimiento en el manto inferior; sin embargo es una posible especulación que surge a partir de este estudio.

En la Figura (5.21) se identifica que todas las placas llegan al manto inferior en edades muy aproximadas entre ellas; sin embargo, este tiempo y la profundidad a la cual llega la placa varían dependiendo de la distribución de viscosidad y de las pendientes de Clapeyron para las transformaciones de fase de 410 km y 660 km, así como de su velocidad de subducción. Para pendientes poco negativas de Clapeyron en 660 km se observa que la placa puede hundirse más profundamente en el manto inferior y su profundidad se va reduciendo a medida que las pendientes de Clapeyron se van haciendo más negativas.

Se escogió el estudio de Sdrolias y Müller (2006) con el fin de obtener a partir de la Figura (5.19) la velocidad variable de la placa durante los últimos 40 M.a., esto con el fin de poder determinar las modificaciones que podían incorporar en los modelos finales; sin embargo, como no se encontraron modificaciones importantes Figura (5.20), no fue necesario hacer uso de estudios de velocidades de convergencia de Cocos, más aproximados como los de Kostoglodov y Bandy (2005).

#### 5.0.0.4 Influencia del canal de baja viscosidad

La presencia de un canal de baja viscosidad antes de la transición de fase de 660 km o después de ésta, fueron reportados por varios autores, entre ellos el primero en sugerir la idea fue Forte et al., (1993) y más tarde King (1995), Kido y Oadek (1997), Cserepes y Yuen (1997) entre otros [Fukao et al., 2001]. Dichos autores han demostrado mediante estudios de firmas de geoide de longitud de onda larga la presencia de un canal de baja viscosidad en esta zona, donde sus perfiles de viscosidad muestran mínimos de viscosidad a profundidades de 150 km y 800 km y un aumento de viscosidad entre el manto superior e inferior con un mínimo de viscosidad principal por encima de la discontinuidad de 660 km (Figura 5.22)[Forte et al., 1993; Cserepes y Yuen 1997].

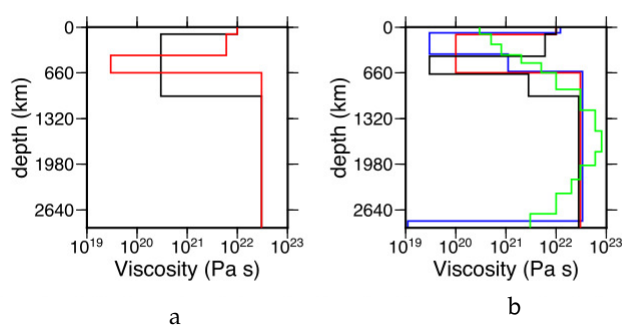


Figura 5.22: a. Modelos de viscosidad radial de Liu y Zhong (2016) (rojo) y Rudolph et al. (2015). (b) Modelos de viscosidad radial de Rich y Hager (1984) (rojo), Hager y Richards (1989) (azul), Ricard y Wuming (1991) (verde) y King y Masters (1992) (negro). En 660 km se logra observar la caída de viscosidad que se puede interpretar como un canal de baja viscosidad. Tomado de King (2016)

Oadek y Fleitout (1999) hicieron una inversión conjunta de datos sísmicos y geoides

---

similar al estudio de Forte y Woodward (1997) sin incorporar una zona de baja viscosidad cercana a los 660 km, concluyendo que los modelos que mejor se ajustan al geoide requieren una fuerte reducción del flujo de manto vertical a través de la discontinuidad de 660 km, lo que significa un flujo de manto horizontal dominante en algún rango de profundidad en 660 km [Fukao et al., 2001]. Cserepes y Yuen (1997) por otra parte exponen la importancia que desempeña la presencia de un canal de baja viscosidad para una rápida expansión horizontal del flujo debajo de 670 km que a su vez impide la acumulación de material frío en cantidades suficientes. Cizcova et al. (2002) sugieren la presencia de un canal de baja viscosidad en sus estudios numéricos para determinar su influencia sobre la placa descendente, donde los cambios abruptos de viscosidad pueden influir negativamente en la dinámica de la placa descendente; es decir la presencia de un canal de baja viscosidad combinado con un efecto de transición de fase puede impedir la penetración de la placa en el manto inferior sin la consideración del tamaño de grano. Torri y Yoshioka (2006) incorporaron el canal de baja viscosidad para poder obtener numéricamente el estancamiento de la placa del Pacífico debajo de Japón en la zona de transición. King (2016) igualmente en su estudio determina que una capa de baja viscosidad en la zona de transición representa un ajuste adecuado al geoide.

El origen de la zona de baja viscosidad aún se encuentra en discusión así mismo como su ubicación, muchos autores sugieren que no es una consecuencia directa de la transformación de fase de espinel a perovskita, si no que puede explicarse mediante la dependencia de la viscosidad del manto en función de la temperatura y la presión, si el horizonte en la transición de fase endotérmica coincide con el límite interno de un sistema convectivo estratificado o parcialmente estratificado, donde las capas y los límites internos pueden ser resultado de heterogeneidades químicas o un efecto de cambios de fase y diferenciación química. Es decir, en cualquier tipo de capa límite interna acompañada de un gradiente de temperatura sin un salto en la ley de fluencia a lo largo de la transición de fase, generaría como consecuencia un mínimo de viscosidad en algún lugar de 660 km [Cserepes y Yuen, 1997]. Recientes estudios en física mineral han indicado que la viscosidad puede aumentar en el rango de profundidad de 410-660 km y disminuir debajo o encima de 660 km, donde los nuevos análisis de anisotropía del manto profundo prefieren un patrón de convección con un fuerte flujo horizontal que puede desarrollarse especialmente en una zona de baja viscosidad limitada por una transición de fase endotérmica [Kido y Cadex, 1997].

En este estudio se analizó la influencia de la capa de baja viscosidad en la morfología de la placa. Se recuerda que el canal de baja viscosidad tiene un ancho de 50 km y una viscosidad de  $0.1 * 10^{21}$  Pas y se situó entre la zona de transición y el manto inferior. Se compararon dos modelos compartiendo la misma velocidad de placa oceánica de 7 cm/año, placa de continental de 1 cm/año y de trinchera de 1 cm/año; pendiente de Clapeyron para 410 km de 2 MPa/K y para 660 Km: -3 MPa/k; con distribución de viscosidad de (100, 1, 5, 0.1, 9)\* $10^{21}$  Pas como se muestra

---

en la Figura (5.23).

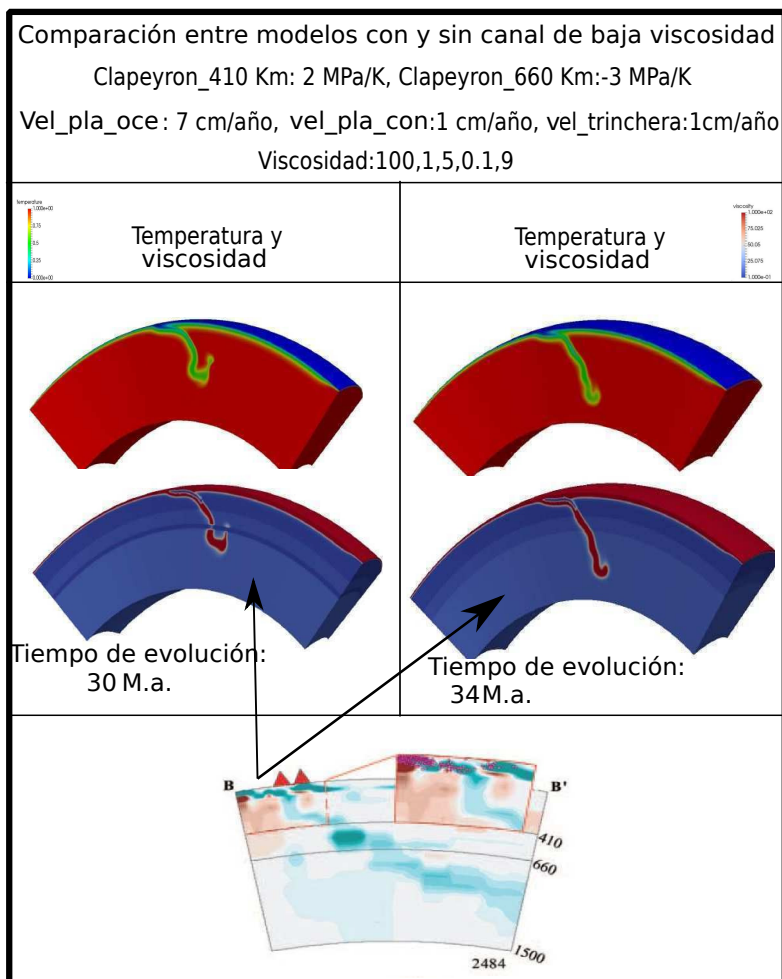


Figura 5.23: Temperatura y viscosidad con una placa inicial A, una distribución de viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 9) \times 10^{21}$  Pas; pendientes de Clapeyron para la transformación de fase de 410 km de 2 MPa/K y para la transición de fase de 660 km de -3 MPa/K. A la izquierda se observa el modelo incorporando el canal de baja viscosidad y a la derecha el modelo sin canal de baja viscosidad. Tiempo final para el Modelo a izquierda: 10 Ma, Tiempo final para modelo a derecha: 6 Ma. Abajo se muestra la tomografía de Gorbatov y Fukao (2005)

En la figura (5.23) se observa la fuerte variación de la morfología de la placa al ignorar el canal de baja viscosidad, a demás se identifica que su eliminación facilita el hundimiento de la placa en el manto inferior. Dicho resultado concuerda por lo expuesto por Cizcova et al (2002), al referirse que la presencia del canal de baja viscosidad puede dificultar el hundimiento de la placa en el manto inferior. El canal de baja viscosidad modifica la geometría de la placa y por ende su interacción con el manto inferior; por ejemplo, estudios previos mencionados anteriormente sugieren una tendencia a la horizontalización cuando la placa interactúa con el manto inferior, dicha horizontalización es casi anulada en el modelo sin canal de baja viscosidad y

la placa se hunde en el manto inferior con gran facilidad, lo que podría esperarse de una placa joven como Cocos. Ambos modelos se acercan a la geometría de Cocos expuesta en la tomografía hasta la interacción del manto inferior, sin embargo el modelo con canal con baja viscosidad incorpora una pequeña horizontalización y engrosamiento que se puede identificar en la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005). La no incorporación del canal de baja viscosidad genera como consecuencia el replanteamiento de las parámetros de la transición de fase y la viscosidad del manto inferior para poder acercarse a lo observado en la tomografía sísmica. De igual manera se identifica que cualquier cambio en las condiciones del modelo, modifica considerablemente los resultados, de esa manera tanto los tiempo de evolución como la geometría del modelo en la Figura (5.23) se ven fuertemente influenciados por la capa de baja viscosidad.

### 5.0.1 Modelo Final

En este estudio se obtuvieron diferentes formas de la placa que dependían de las distribuciones de viscosidad y las pendientes de Clapeyron para las discontinuidades de 410 km y 660 km. A continuación se muestran las principales geometrías obtenidas.



Figura 5.24: Formas geométricas obtenidas a partir de valores muy negativos o poco negativos para la pendiente de Clapeyron en 660 km

La mayor deformación de la placa existe para valores muy altos de viscosidad del manto inferior y para valores muy negativos de la pendiente de Clapeyron; lo cual puede ser consecuencia de la edad de la placa y su tendencia a deformarse más fácilmente. Los valores poco negativos para Clapeyron en la discontinuidad de 660 km generaron placas poco deformadas que se hundían fácil y profundamente en el manto inferior, alejándose de las deformaciones que se observan en la tomografía sísmica. Morfologías parecidas a la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005), fueron obtenidas para viscosidades entre  $(5 - 10) * 10^{21}$  Pas para el manto inferior manteniendo Clapeyron tanto para 410 km y 660 km constantes (Figura 5.25) y su geometría pudo ser comparada con lo que se observa en la tomografía sísmica. La

velocidad de la placa continental se mantuvo a 7 cm/año, así como la velocidad de la trinchera y la placa continental a 1 cm/año.

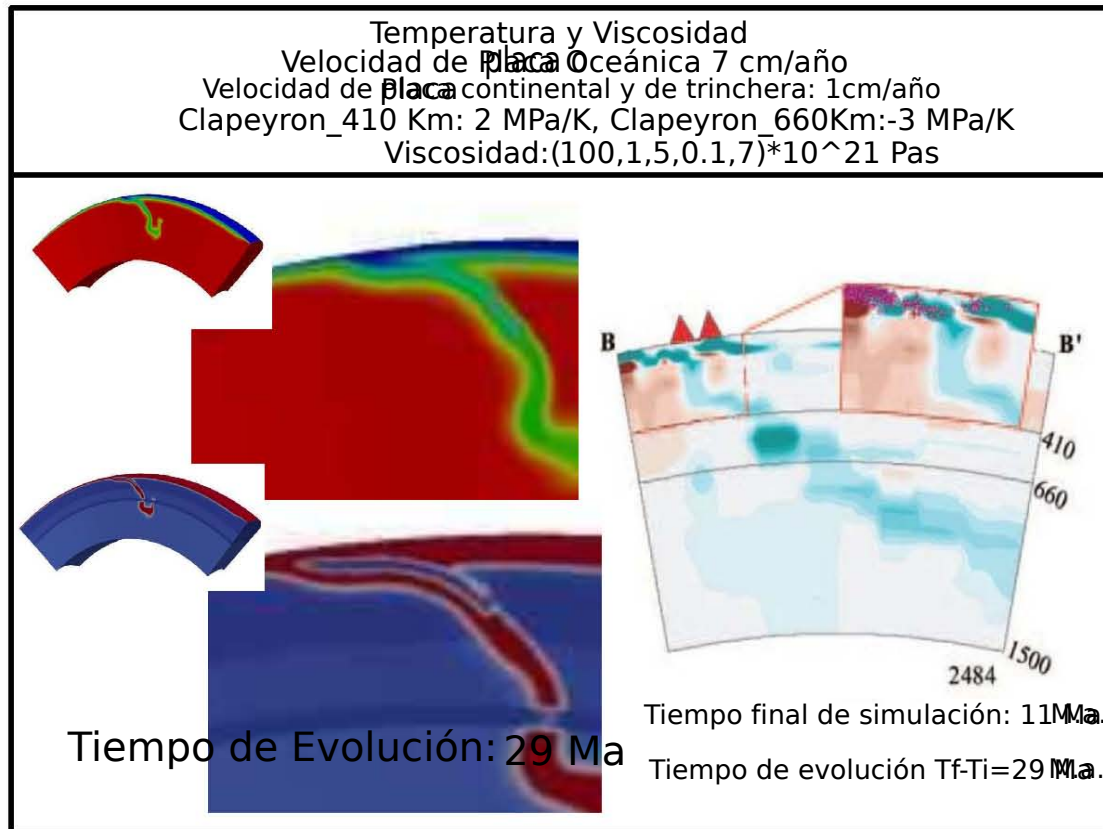


Figura 5.25: Temperatura y viscosidad con placa inicial A, una distribución de viscosidad de:  $(100, 1, 5, 0.1, 7) * 10^{21} Pas$ ; pendientes de Clapeyron para la transformación de fase de 410 km de 2 MPa/K y para la transición de fase de 660 km de -3 MPa/K.



Figura 5.26: Comparación entre la geometría del modelo anterior y la tomografía sísmica

El modelo de la Figura (5.25) y (5.26) representa la mejor aproximación a la morfología de la placa representada en la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005). Las deformaciones representadas en la placa y el hundimiento en el manto inferior

---

permiten determinar un rango limitado de la pendiente de Clapeyron de 660 km a pesar de que se plantearon cantidades variadas en este estudio. Finalmente los valores de pendientes de Clapeyron para la transformación de fase de 410 km de 2 MPa/K y para la transición de fase de 660 km de -3 MPa/K fueron los que mejor se aproximaban a la geometría de la placa expuesta en la tomografía sísmica combinados con las distribuciones de viscosidad entre  $(5 - 10) * 10^{21}$  Pas para el manto inferior. La geometría que toma la placa en la mayoría de modelos en su parte inferior está relacionada con el tiempo de evolución computacional. Es necesario evolucionar por más de 40 Ma para poder eliminar la geometría de gancho que se forma en la parte final de la placa. Debido al poco tiempo requerido en el desarrollo de esta investigación y al alto costo computacional empleado en cada modelo, sólo se pudo evolucionar la placa durante 500 pasos de tiempo computacional y 40 M.a. en tiempo geológico, cuando la subducción se ha desarrollado durante más de 50 M.a. También es cierto que estudios como los de Agrusta et al. (2017), Goes et al. (2008, 2017) entre otros, sugieren la pérdida de la geometría de la placa cuando interactúa con el manto inferior, la placa oceánica se engrosa y toma una geometría redondeada a lo largo de su viaje durante el manto inferior, esto con el fin de alcanzar una forma que le permita hundirse de una manera más eficiente.

Una placa joven como Cocos logra hundirse, engrosarse y deformarse de una manera más eficaz, esto genera como consecuencia una alta tasa de convergencia a medida que interactúa con un manto inferior probablemente poco viscoso. La baja tasa de retroceso de la trinchera también puede estar representado por interacción de Cocos con el manto inferior, las placas jóvenes se deforman y se hunden en el manto de una manera más rápida, por lo tanto no pueden generar un alto retroceso de la trinchera. Las pendientes de Clapeyron para 410 km contribuyen a la generación de subducción con diferentes ángulos de inmersión y deformación en la placa. Para Cocos en la parte de subducción plana, las pendientes de Clapeyron en 410 km no podría ser altas, pues según Hunen et al. (2001) este tipo de valores genera placas con ángulos de inmersión altos. Para 660 km se observa un engrosamiento de la placa y altas deformaciones producto de la interacción de la placa con la transición de fase endotérmica de 660 km. A pesar que el estudio es una aproximación se lograron identificar aspectos importantes de la interacción de la placa Cocos con la zona de transición y el manto, proponiéndose distribuciones de viscosidad para la zona de transición y el manto inferior y pendiente de Clapeyron para las transiciones de fase de 410 km y 660 km que se acercarán lo mejor posible a las observaciones y a estudios previamente realizados.

### 5.0.2 Limitaciones de los resultados obtenidos

Los trabajos de Pérez-Campos et al. (2008), Husker y Davis (2009), Pérez-Campos y Clayton (2013), muestran mediante sus resultados la placa Cocos en el centro de México penetrando la discontinuidad de 410 km, pero con una truncación en 500 km. Siendo la parte rota de la placa Cocos la que interactúa con la discontinuidad

---

de 660 km según las tomografía sísmica global de Li et al. (2008) y la tomografía regional de Gorbatov y Fukao (2005). Donde el remanente de la placa puede estar encima de 660 km o penetrándolo; sin embargo, los datos no proporcionan la resolución para distinguir los dos casos [Pérez-Campos y Clayton, 2013]. Gorbatov y Fukao (2005) a su vez admiten dicha discontinuidad; sin embargo, plantea que la continuidad comienza a ser visible a medida que se desplaza hacia el sureste, lo que se identifica en el estudio de Fukao (2013). Este estudio trata de restringir los valores de viscosidad para el manto inferior y las pendientes de Clapeyron para las transiciones de fase de 410 km y 660 km; considerando una placa que se hunde en el manto inferior y cuyos resultados permiten comparar la geometría resultante con la tomografía sísmica de Gorbatov y Fukao (2005) para el centro de México, aún conociendo los diferentes incertidumbres que pueden incorporarse en los estudios tomográficos.

Para este estudio se debe mencionar que no se modelaron las variaciones laterales, las cuales permiten identificar las diferentes distorsiones de la placa Cocos a lo largo de la trinchera. La viscosidad de la placa permaneció constante durante su viaje en el manto, suposición que no se acerca al comportamiento de la placa a medida que va alcanzando grandes profundidades. Las variaciones geométricas de la trinchera no son consideradas y su velocidad de retroceso (1 cm/año) permaneció constante para todos los modelos. A medida que va ocurriendo la subducción, las fuerzas de la parte superior de la placa se van modificando, a su vez material relativamente joven empieza a interactuar con la trinchera. Dichos efectos tampoco son incorporados y pueden originar diferentes comportamientos de la placa, cuando interactúa con el manto. Un ejemplo de ello es el desprendimiento antes de 660 km que puede ser visible en los estudios de Liu y Stegman (2011), Agrusta et al. (2017).

Debido a la no incorporación de las variaciones laterales junto con un sin fin de parámetros físicos como los anteriormente mencionados; no es posible observar las distorsiones que sufre la placa Cocos a lo largo de la trinchera y por lo tanto, los efectos laterales que incluyen su desprendimiento [Gorbatov y Fukao, 2005] no pudieron ser visibles en este estudio.

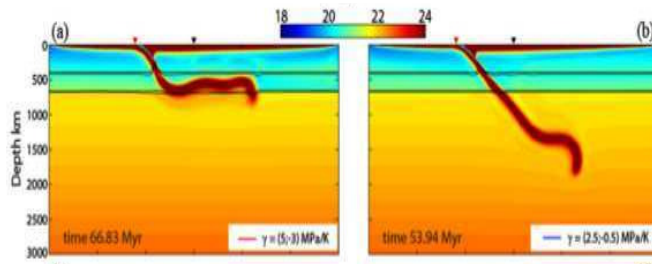
Otra limitación en el desarrollo del estudio, fue el tiempo computacional en cada modelo y el tiempo limitado de este proyecto de investigación, lo que generó como consecuencia no poder evolucionar las placas durante más tiempo y limitar la zona de estudio, sin la posibilidad determinar si estos valores son válidos para toda la zona de subducción de México.

---

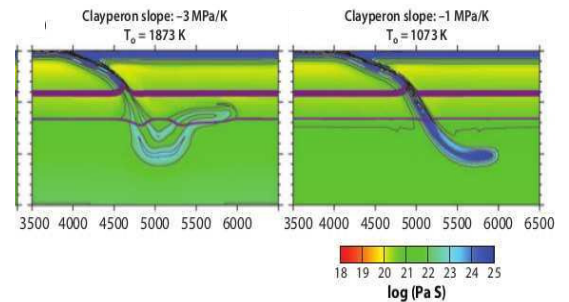


### 5.0.3 Comparación entre los modelos generados en este estudio y modelos de otros estudios

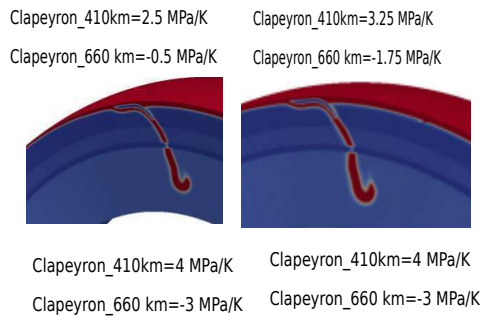
#### 1. Agrusta et al. 2017



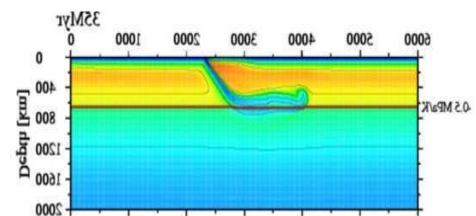
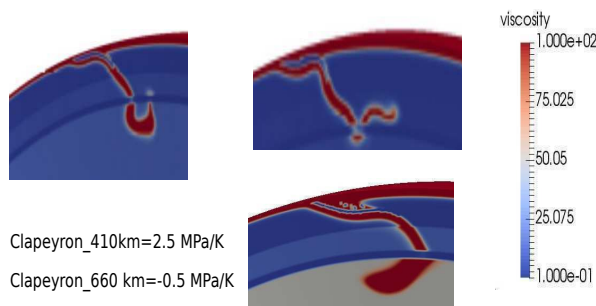
#### 2. Fukao et al. 2009



#### 3.



#### 4.



#### Torii y Yoshioka, 2007

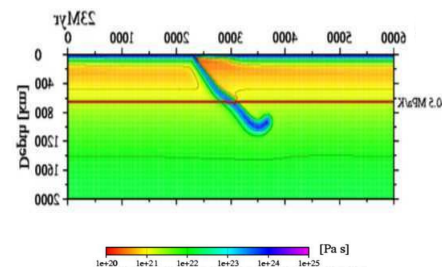


Figura 5.27: Comparación entre los estudios numéricos de Torii y Yoshioka, (2007); Fukao et al. (2009), Agrusta et al. (2017). (1). Arriba a la izquierda se muestran 2 modelos generados en el estudio de Agrusta et al. (2017) y expuestos igualmente en Goes et al. (2017), los modelos representan una placa de 150 Ma. La placa estancada en 660 km tiene una pendiente de Clapeyron para 410 km de 5 MPa/K y para 660 km de -3 MPa/K; la placa que se hunde en el manto inferior tiene una pendiente de Clapeyron para 410 km de 2.5 MPa/K y para 660 km de -0.5 MPa/K. (2). Arriba a la derecha, dos modelos expuestos en los estudios de Fukao et al. (2009), el modelo de izquierda tiene una pendiente de Clapeyron para 410 km de 0 MPa/K y para 660 km de -3 MPa/K y el modelo de la derecha tiene una pendiente de Clapeyron para 410 km de 0 MPa/K y para 660 km de -1 MPa/K. (3). Representación de los modelos generados en este estudio con sus respectivos valores de Clapeyron. (4). Modelos expuestos en el estudio de Torii y Yoshioka, (2007); los dos modelos tienen una pendiente de Clapeyron para 410 km de 0 MPa/K y para 660 km de -0.5 MPa/K.

---

En la Figura (5.27) se exponen diferentes modelos generados por los estudios de Torii y Yoshioka, (2007); Fukao et al. (2009), Agrusta et al. (2017). En el estudio de Torii y Yoshioka, (2007) ambos modelos poseen la misma pendiente de Clapeyron tanto para la transición de fase de 410 km como para la transición de fase de 660 km y la misma edad de placa oceánica de 150 Ma. El modelo de arriba (Figura 5.27-4) tiene una viscosidad para el manto inferior de  $1 * 10^{23}$  Pas y el modelo de abajo (Figura 5.27-4) tiene una viscosidad para el manto inferior de  $1 * 10^{22}$ . Se identifica que; si la viscosidad del manto inferior varía en un orden de magnitud con respecto a la viscosidad del manto superior, a pesar de que las pendientes de Clapeyron sean poco negativas, la placa se estanca en la zona de transición. En la Figura (5.2) de este estudio; se observa que, a pesar de que las pendientes de Clapeyron para la transición de fase de 660 km fueron poco negativas, la placa se deforma cuando las viscosidades empiezan a ser mayores o iguales a  $20 * 10^{21}$  Pas.

En el estudio de Fukao et al. (2009) ambos modelos tienen una viscosidad de manto inferior de  $1 * 10^{22}$ . En el modelo de la izquierda (Figura 5.27-2), la pendiente de Clapeyron para la transición de fase de 410 km es de 0 MPa/K y para la transición de fase de 660 km es de -3 MPa/K. En el modelo de la derecha (Figura 5.27-2), la pendiente de Clapeyron para transición de fase de 410 km es de 0 MPa/K y para la transición de fase de 660 km es de -1 MPa/K. Cuando la pendiente de Clapeyron para 660 km es poco negativa las placas se hunden en el manto inferior sin ninguna dificultad, a medida que se las pendientes Clapeyron que caracterizan la transición de fase de espinel a perovskita se vuelven más negativas, las placas comienzan a experimentar fuerzas de flotación positivas que modifican considerablemente su geometría y pueden ocasionar su estancamiento en la zona de transición. Comparando los resultados de Fukao et al. (2009) con los resultados generados en este estudio, se identifica concordancia entre modelos hundiéndose sin dificultad en el manto inferior con pendientes de Clapeyron poco negativas para la transición de fase de 660 km (Figura 5.27-3, modelos superiores); sin embargo, en este estudio se obtiene hundimiento total de la placa cuando se incorporará un valor de pendiente de Clapeyron para la transición de fase de 660 km de -3 MPa/K, a diferencia del estudio de Fukao et al. (2009) donde la placa queda alrededor de los 660 km.

En el estudio de Agrusta et al.(2017) se muestra en la Figura (5.27-1) dos modelos con edad de placa de 150 Ma. La placa estancada en 660 km, tiene una pendiente de Clapeyron para la transición de fase 410 km de 5 MPa/K y para la transición de fase de 660 km de -3 MPa/K. La placa que se hunde en el manto inferior tiene una pendiente de Clapeyron para la transición de fase de 410 km de 2.5 MPa/K y para la transición de fase de 660 km de -0.5 MPa/K. Igualmente se identifica hundimiento de la placa en el manto inferior para valores poco negativos de las pendientes de Clapeyron; sin embargo sucede estancamiento de la placa en la zona de transición cuando la pendiente de Clapeyron de 660 km cambia a -3 MPa/K.

Al comparar los resultados generados por los estudios ya mencionados y los re-

---

sultados generados este estudio, se logra observar similitudes en el comportamiento de la placa cuando las pendientes de Clapeyron no son tan negativas en la transición de fase de 660 km; independiente de la edad de placa con la que se este trabajando se van a obtener placas hundiéndose en el manto inferior para valores mayores a  $-3.0$  MPa/K, en la transición de fase espinel-perovskita. El problema surge cuando las pendientes de Clapeyron son iguales o menores  $-3.0$  MPa/K, pues para placas que son muy viejas como las que se identifican en la Figura (5.27), se obtiene estancamiento en la zona de transición. Para placas jóvenes como la que se considera en esta investigación, se obtiene hundimiento de la placa en el manto inferior con una geometría consistente, con un valor de pendiente de Clapeyron en la transición de fase espinel-perovskita de  $-3$  MPa/K y comienza a obtenerse estancamiento para valores menores a  $-3.5$  MPa/K (Figura 5.17).

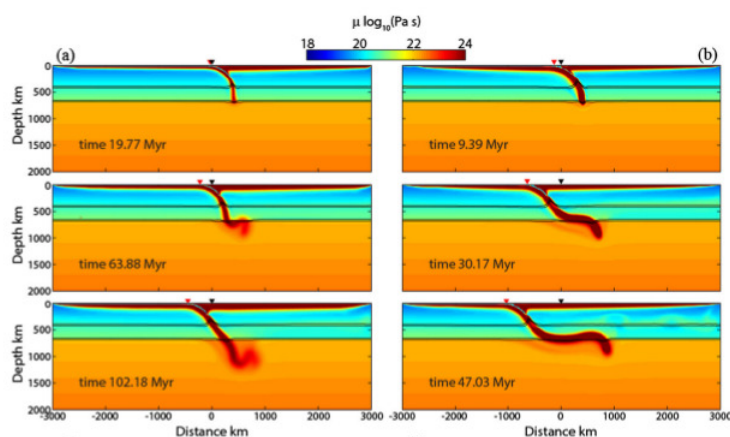


Figura 5.28: Distribución de viscosidad, el modelo de la izquierda representa una placa joven de 25 Ma y el modelo de la derecha representa una placa vieja con 150 Ma. La pendiente de Clapeyron para 410 km es de 4 MPa/K y para 660 km es de  $-2$  MPa/K. Tomado de Agrusta et al. (2017)

En la Figura (5.28) se observa una placa vieja estancada en la zona de transición y una placa joven hundiéndose en el manto inferior, ambas tienen los mismos valores de pendientes de Clapeyron tanto para la transición de fase de 410 km como para la transición de fase de 660 km. Para placas viejas su estancamiento numéricamente se obtiene con valores entre  $-0.5$  y  $-2$  MPa/K, mientras que el estancamiento para una placa joven debe ser menor o más negativo que  $-2$  MPa/K, lo que concuerda con este estudio. Según Agrusta et al. (2017) en  $-3$  MPa/K se obtiene estancamiento para placas jóvenes en la zona de transición; sin embargo, su estudio sólo abarcó placas con edades entre 25 y 150 Ma igual que para los demás artículos citados. Se debe recordar que la edad de la placa usada en esta investigación es 10 más joven que la edad de referencia usada por Agrusta et al. (2017); por lo tanto el límite establecido y expuesto en dicho artículo, debería cambiar con respecto a placas que son más jóvenes que 25 Ma, como es visible los resultados obtenidos en esta investigación.

Finalmente, los resultados obtenidos se encuentran dentro del promedio de valo-

res establecidos por publicaciones tales como Torii y Yoshioka, (2007); Fukao et al. (2009), Agrusta et al. (2017), entre otros; para placas hundiéndose en el manto inferior con pendientes de Clapeyron para la transición de fase de 660 km mayores a  $-3$  MPa/K y con distribuciones de viscosidad cuyo valor para el manto inferior no varía de manera abrupta con respecto al valor de la viscosidad del manto superior. Aún queda en discusión el límite del valor de la pendiente de Clapeyron para 660 km que caracterizan placas más jóvenes que 25 M.a cuando interactúa con la zona de transición y el manto inferior. Este estudio concuerda con Agrusta et al. (2017), identificándose que los valores de las pendientes de Clapeyron para 660 km deben ser más negativos que  $-2$  MPa/K para que una placa joven se estanque en la zona de transición. Su límite propuesto para el estancamiento en la zona de transición de una placa oceánica de 25 Ma es de  $-3$  MPa/K, mientras que el límite obtenido en este estudio para el estancamiento de una placa oceánica de 15 Ma es  $-3.5$  MPa/K.

---

# Capítulo 6

## Conclusiones

Los modelos con condición inicial A y B para la placa Cocos influenciaron fuertemente en los modelos que incorporaban transiciones de fase y distribuciones de viscosidad, generando como consecuencia diferentes márgenes de subducción que acercaban o alejaban la geometría de las placas resultantes de las observaciones. Los modelos con condición inicial de placa A y B se diferencian entre ellos por la geometría e inclinación de la placa subducida, de donde los modelos generados a partir de la condición de placa A desarrollaron subducción plana por más distancia a diferencia de los modelos con condición placa B (Figuras 5.10, 5.11, 5.12, 5.13, 5.14, 5.15 y 5.16), lo que generó consecuencias importantes en la interacción de la placa con las discontinuidades de 410 km y 660 km.

Las viscosidades jugaron un papel importante en el hundimiento de la placas en el manto inferior o su estancamiento en la zona de transición; sin incorporar transiciones de fase a los modelos se logró identificar que viscosidades mayores o iguales que  $20 * 10^{21}$  Pas para el manto inferior generaban morfologías de la placa inconsistentes con la realidad (Figura 5.2).

Al incorporar las transiciones de fase, los modelos resultantes se pudieron dividir en un régimen dominado por la viscosidad y un régimen dominado por la flotabilidad positiva de la transición de fase endotérmica en 660 km. Para valores poco negativos ( $\geq -3$  MPa/K) de las pendientes de Clapeyron para la discontinuidad de 660 km y una viscosidad menor a  $20 * 10^{21}$  Pas la placas lograban hundirse en el manto inferior y su geometría se veía fuertemente influenciada por la resistencia que experimentaba la placa debido a la viscosidad a medida que viaja por el manto. Para viscosidades iguales o mayores a  $20 * 10^{21}$  Pas la placa se deformaba inconsistentemente. Para valores muy negativos de la pendiente de Clapeyron ( $< -3$  MPa/K) en la discontinuidad de 660 km dominaba el régimen de la flotabilidad positiva, a pesar de que la viscosidad del manto inferior era lo más pequeña posible comparada con la viscosidad del manto superior las placas se estancaban en la zona de transición. La incorporación de la velocidad variable en los últimos 40 Ma para Cocos sirvió para determinar los máximos y mínimos de velocidad; sin embargo, al incorporarlo al Citcoms, la geometría de la placa no se vio fuertemente influenciada con respecto a modelos que poseía la velocidad constante de la litosfera oceánica de 7 cm/año.

---

---

al probar que no existe diferencias significativas entre variaciones de velocidad de convergencia para la zona de estudio y la velocidad constante de 7 cm/año, se concluye que dichas variaciones no jugaron un papel clave en los resultados finales del modelado y por ello no se usaron estudios que pudieran llegar a ser mejores que los de Sdrolias y Müller, 2006 (Figura 5.20).

Las altas velocidades de la placa Cocos sugieren hundimiento en el manto inferior; a pesar que la velocidad debería ir disminuyendo a medida que se hunde en un manto más viscoso, lo que se observa es una alta velocidad de convergencia, planteándose a demás que la viscosidad del manto inferior no debe variar abruptamente con respecto al manto superior. Las distribuciones de viscosidades planteadas en este estudio para la zona de subducción plana de México están entre  $(100, 1, 2, 5) * 10^{21}$  Pas,  $(100, 1, 5, (6 - 10)) * 10^{21}$  Pas, lo que concuerda con estudios como los de Goes et al., (2008, 2017).

El canal de baja viscosidad modifica críticamente la morfología de la placa con respecto a modelos que no incorporaban dicho canal. El resultado concuerda con lo expuesto por Cizcova et al (2002), al ser un mecanismo que provoca resistencia en el hundimiento de la placa oceánica en el manto inferior. A pesar de que el modelo que no incluía canal de baja viscosidad poseía una forma de placa por encima de 660 km comparable a lo observado en la tomografía sísmica de Gorbатов y Fukao (2005), el modelo que mejor se aproxima es aquel que incluye el canal de baja viscosidad (Figura 5.23).

Finalmente, los valores para las pendientes de Clapeyron que caracterizan la transición de fase de 410 km y 660 km para la zona de subducción plana en México son: Para 410 km= 2 MPa/K y para 660 km=-3 MPa/K. A pesar de que se planteó un rango bastante amplio para valores de las pendientes de Clapeyron para cada una de las discontinuidades de 410 km y 660 km, al final sólo se obtuvo un valor muy restringido que cumple con las condiciones observadas en la tomografía sísmica de Gorbатов y Fukao (2005) (Figura 5.25).

Aún queda en discusión para un estudio más amplio si estas distribuciones de viscosidad y de pendientes de Clapeyron para cada una de las discontinuidades de 410 km y 660 km son válidas para toda la zona de subducción mexicana, recordando que este estudio solo se aplico a la zona centro de México, probablemente las distorsiones de la placa Cocos a lo largo de la trinchera están caracterizadas por otros valores de pendiente de Clapeyron.

Se recomienda realizar un estudio que permita incorporar las variaciones laterales de la placa Cocos, la variaciones de las fuerzas superficiales y los cambios de viscosidad, para poder entender con más detalle la interacción de la placa Cocos con la zona de transición y el manto inferior.

Los resultados obtenidos concuerdan con lo obtenido por Torii y Yoshioka, (2007); Fukao et al. (2009), Goes et al. (2017), Agrusta et al. (2017); entre otros. Para placas hundiéndose en el manto inferior con pendientes de Clapeyron para la transición de fase de 660 km mayores a  $-2$  MPa/K. Obteniendo buen acercamiento a sus planteamientos, sobre el comportamiento de las placas cuando interactúan con la zona de transición y el manto inferior.

---

Los estudios de Christensen (1995); Torii y Yoshioka, (2007); Billen (2008); Fukao et al. (2009), Goes et al. (2008,2017), Agrusta et al. (2017); plantean estancamiento para las placas oceánicas en la zona de transición para una pendiente de Clapeyron en 660 km de  $-3$  MPa/K; sin embargo, sus estudios consideraron placas con edades mayores o iguales a 25 Ma. Al comparar sus resultados con los generados en este estudio, se determina que el límite de estancamiento en la zona de transición propuesto, debe variar con respecto a la edad de la placa con la se este trabajando.

Según el modelo de Agrusta et al. (2017) placas jóvenes, numéricamente se estancarían en la zona de transición con valores más negativos de  $-2$  MPa/K, lo que pudo identificarse en este estudio.

Se recomienda realizar un estudio que permita identificar como varían los valores de las pendientes de Clapeyron para las transiciones de fase de 660 km, en placas oceánicas cuya edades oscilan entre 15 Ma y 25 Ma. De esa manera determinar con más seguridad, si dicho límite de estancamiento en la zona de transición propuesto en todas las publicaciones anteriores para todas las placas oceánicas, se mantiene o varía con respecto a la edad de placa utilizada.

---

# Bibliografía

- AGRUSTA, R., GOES, S. & VAN HUNEN, J. (2017). Subducting-slab transition-zone interaction: Stagnation, penetration and mode switches. *Earth and Planetary Science Letters* **464**, 10–23. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2017.02.005>.
- ALEXANDER, D., ALVARADO, G., HUMBERTO, C. & URUEÑA, G. (2009). Aplicación del método Petrov-galerkin como técnica para la estabilización de la solución en problemas unidimensionales de Application of Petrov-galerkin method in stabilization solution of advection-diffusion- reaction unidimensional problems , 73–90.
- ANDERSON, D. (1989). *Theory of the Earth, Blackwell Scientific Publications* , vol. 1.
- ATANGA, J. & D., S. (1992). Iterative methods for stabilized mixed velocity-pressure finite elements. *International Journal of Numerical Methods in Fluids* .
- BERCOVICI, D., SCHUBERT, G., GLATZMAIER, G. A. & ZEBIB, A. (1989). Three-dimensional thermal convection in a spherical shell. *Journal of Fluid Mechanics* **206**, 75–104.
- BILLEN, M. I. (2008). Modeling the Dynamics of Subducting Slabs. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **36**(1), 325–356. URL <http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.earth.36.031207.124129>.
- BINA, C. R. (1997). Patterns of deep seismicity reflect buoyancy stresses due to phase transitions. *Geophysical Research Letters* **24**(24), 3301.
- BINA, C. R. & HELFFRICH, G. (1994). Seismic Discontinuity Topography **99**.
- BROOKS, A. N. (1981). *A petrov galerkin finite element formulation for convection dominated flows.pdf*. Ph.D. thesis, California Institute of Technology.
- BURSTEDDE, C., STADLER, G., ALISIC, L., WILCOX, L. C., TAN, E., GURNIS, M. & GHATTAS, O. (2013). Large-scale adaptive mantle convection simulation. *Geophysical Journal International* **192**(3), 889–906.
-



- CHOI, E.-S. (2009). *Computational approaches to localized deformation within the lithosphere and for crust-mantle interactions*. Ph.D. thesis, California Institute of Technology. URL <http://resolver.caltech.edu/CaltechETD:etd-09212008-122525>.
- CHRISTENSEN, U. (1995). Effects of phase transitions on mantle convection. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **23**(1973), 65–88.
- CHRISTENSEN, U. (2001). Geodynamic models of deep subduction. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* **127**(1-4), 25–34.
- ČÍŽKOVÁ, H. & BINA, C. R. (2013). Effects of mantle and subduction-interface rheologies on slab stagnation and trench rollback. *Earth and Planetary Science Letters* **379**, 95–103.
- ČÍŽKOVÁ, H., VAN DEN BERG, A. P., SPAKMAN, W. & MATYSKA, C. (2012). The viscosity of Earth's lower mantle inferred from sinking speed of subducted lithosphere. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* **200-201**, 56–62.
- CORDER, P., UNGAR, Z. & TICHY, G. (2004). Dislocation creep in MgSiO<sub>3</sub> perovskite at condition of the Earth's uppermost lower mantle. *Nature*, 837–840.
- CSEREPES, L. & YUEN, D. (1997). Dynamical consequences of mid-mantle viscosity stratification on mantle flows with an endothermic phase transition. *Geophysics Research Letters* **24**, 181–184.
- DAESSLER, R. & YUEN, D. (1993). The effects of phase transition kinetics on subducting slabs. *Geophysics Research Letters* **20**(23), 2603–2606.
- DEMETS, C., GORDON, R. G. & ARGUS, D. F. (2010). Geologically current plate motions. *Geophysical Journal International* **181**(1), 1–80. URL <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.2009.04491.x>.
- DOUGHERTY, S. L. & CLAYTON, R. W. (2014). Seismicity and structure in central Mexico: Evidence for a possible slab tear in the south Cocos plate. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **119**(4), 3424–3447. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2013JB010883>.
- EDUARDO FRÍAS VALERO (2004). *Aportaciones al estudio de las máquinas eléctricas del flujo axial mediante la aplicación del método de elementos finitos*. Ph.D. thesis.
- FERRARI, L., OROZCO-ESQUIVEL, T., MANEA, V. & MANEA, M. (2011). The dynamic history of the Trans-Mexican Volcanic Belt and the Mexico subduction zone. *Tectonophysics* URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.tecto.2011.09.018>.
- FORTE, A. M., PELTIER, W. R., DZIEWONSKI, A. M. & WOODWARD, R. L. (1993). Dynamic surface topography: a new interpretation based upon mantle flow models derived from seismic tomography. *Geophysics Research Letters* **20**(3), 225–228.
-

- FORTE, A. M. & WOODWARD, R. L. (1997). Seismic-geodynamics constraints on three-dimensional structure, vertical flow, and heat transfer in the mantle. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **102**(B8), 17981–17994.
- FUKAO, Y. & OBAYASHI, M. (2013). Subducted slabs stagnant above, penetrating through, and trapped below the 660 km discontinuity. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **118**(11), 5920–5938.
- FUKAO, Y., OBAYASHI, M. & NAKAKUKI, T. (2009). Stagnant Slab: A Review. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **37**(1), 19–46. URL <http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.earth.36.031207.124224>.
- FUKAO, Y., WIDIYANTORO, S. & OBAYASHI, M. (2001). Stagnant slabs in the upper and lower mantle transition region. *Rev. Geophys.* **39**(1999), 291–323.
- GAREL, F., GOES, S., DAVIES, D. R., DAVIES, J. H., KRAMER, S. C. & WILSON, C. R. (2014). Interaction of subducted slabs with the mantle transition-zone: A regime diagram from 2-D thermo-mechanical models with a mobile trench and an overriding plate. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* **15**(5), 1739–1765.
- GERYA, T. (2010). *Introduction to numerical geodynamics modelling*, Cambridge University Press, Cambridge, vol. 1.
- GOES, S., AGRUSTA, R., VAN HUNEN, J. & GAREL, F. (2017). Subduction-transition zone interaction: A review. *Geosphere* **13**(3), 644–664.
- GOES, S., CAPITANIO, F. A. & MORRA, G. (2008). Evidence of lower-mantle slab penetration phases in plate motions. *Nature* **451**(7181), 981–984. URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/nature06691>.
- GORBATOV, A. & FUKAO, Y. (2005). Tomographic search for missing link between the ancient Farallon subduction and the present Cocos subduction. *Geophysical Journal International* **160**(3), 849–854.
- HERRERA, I., CARRILLO, A. & HERNÁNDEZ, G. (2007). Aplicaciones de cómputo en paralelo a sistemas continuos. *Instituto de Geofísica UNAM* .
- HIRTH, G. (2003). Laboratory constraints on the rheology of the upper mantle. In Plastic Deformation of Minerals and Rocks. *Review in Mineralogy and Geochemistry* **51**, 94–120.
- HIRTH, G. & KOHLSTEDT, D. (2003). *Rheology of the Upper Mantle and the Mantle Wedge: A View from the Experimentalists*. American Geophysical Union, pp. 83–105. URL <http://dx.doi.org/10.1029/138GM06>.
- HUGHES, T. (2000). *The Finite Element Method: Linear Static and Dynamic Finite Element analysis*, Dover, New York (8).
-

- HUNEN, J. V. (1971). *Shallow and buoyant lithospheric subduction: causes and implications from thermo-chemical numerical modeling*. Ph.D. thesis, Utrecht University.
- I, H., VAN HUNEN, J., VAN DEN BERG, A. P. & VLAAR, N. J. (2002). The influence of rheological weakening and yield stress on the interaction of slabs with the 670 km discontinuity. *Earth and Planetary Science Letters* **199**(3-4), 447–457.
- JEANLOZ, R. & THOMPSON, A. B. (1983). Phase transitions and mantle discontinuities. *Reviews of Geophysics* **21**(1), 51–74. URL <http://dx.doi.org/10.1029/RG021i001p00051>.
- JOHNSTON, S. & THORKELSON, D. (1997). Cocos-Nazca slab window beneath central America. *Earth and Planetary Science Letters* **146**(3-4), 465–474.
- KANESHIMA, S. & YOSHIOKA, S. (2014). Dominant role of temperature on deep earthquake mechanics for the Tonga slab near the bottom of the upper mantle. *Earth, Planets and Space* **66**(1), 138. URL <http://www.earth-planets-space.com/content/66/1/138>.
- KENNETT, B. L. N. & ENGDAHL, E. R. (1991). Traveltimes for global earthquake location and phase identification. *Geophysical Journal International* **105**(2), 429–465. URL <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.1991.tb06724.x>.
- KIDO, M. & CADEK, O. (1997). Dynamical consequences of mid-mantle viscosity stratification on mantle flows with an endothermic phase transition. *Earth and Planetary Science Letters* .
- KING, S. (2016). An evolving view of transition zone and midmantle viscosity. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* **17**.
- KING, S. D., LEE, C., VAN KEKEN, P. E., LENG, W., ZHONG, S., TAN, E., TO-SI, N. & KAMEYAMA, M. C. (2010). A community benchmark for 2-D Cartesian compressible convection in the Earth's mantle. *Geophysical Journal International* **180**(1), 73–87.
- KLITGORD, K. D. & MAMMERICKX, J. (1982). Northern east pacific rise: Magnetic anomaly and bathymetric framework. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **87**(B8), 6725–6750. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JB087iB08p06725>.
- KOSTOGLODOV, V. & BANDY, W. (1995). Seismotectonic constraints on the convergence rate between the rivera and north america plates. *Journal of Geophysical Research* **100**(B9), 17,977–17,989.
- KRONBICHLER, M., HEISTER, T. & BANGERTH, W. (2012). High accuracy mantle convection simulation through modern numerical methods. *Geophysical Journal International* **191**(1), 12–29.
-

- LIJUN, L. & STEGMAN, D. R. (2011). Segmentation of the farallon slab. *Earth and Planetary Science Letters* **311**, 1–10.
- MAINPRICE, M., TOMMASI, C. & FROST, D. (2005). Pressure sensitivity of olivine slip systems and seismic anisotropy of earths upper mantle. *Nature* .
- MAMMERICKX, J. & KLITGORD, K. D. (1982). Northern east pacific rise: Evolution from 25 m.y. b.p. to the present. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **87**(B8), 6751–6759. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JB087iB08p06751>.
- MANEA, V. C., MANEA, M. & FERRARI, L. (2013). A geodynamical perspective on the subduction of Cocos and Rivera plates beneath Mexico and Central America. *Tectonophysics* **609**, 56–81. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.tecto.2012.12.039>.
- MASE, G. E. & MASE, G. T. (1999). *Continuum Mechanics for Engineers*, vol. 1. URL <http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:CONTINUUM+mechanics>
- MELGAR, D. & PÉREZ-CAMPOS, X. (2011). Imaging the moho and subducted oceanic crust at the isthmus of tehuantepec, mexico, from receiver functions. *Pure and Applied Geophysics* **168**(8), 1449–1460. URL <https://doi.org/10.1007/s00024-010-0199-5>.
- MENARD, H. W. (1978). Fragmentation of the farallon plate by pivoting subduction. *The Journal of Geology* **86**(1), 99–110. URL <https://doi.org/10.1086/649658>.
- MERIZALDE, L. V. (2006). *Estudio Numérico y Experimental de Flujo Rayleigh-Bénard en Cavidades Cúbicas para Régimen Transitorio y Turbulento*.
- NAVA, S. (2016). Modelado Numérico en 2D Petrológico-Termomecánico Aplicado a la Zona de subducción Mexicana.
- PARDO, M. & SUÁREZ, G. (1995). Shape of the subducted Rivera and Cocos plate in southern Mexico: seismic and tectonic implications. *Journal of Geophysical Research* **107**(B7), 357–373. URL <http://dx.doi.org/10.1029/95JB00919>.
- PÉREZ-CAMPOS, X. & CLAYTON, R. W. (2014). Interaction of Cocos and rivera plates with the upper-mantle transition zone underneath central Mexico. *Geophysical Journal International* **197**(3), 1763–1769.
- PÉREZ-CAMPOS, X., KIM, Y., HUSKER, A., DAVIS, P. M., CLAYTON, R. W., IGLESIAS, A., PACHECO, J. F., SINGH, S. K., MANEA, V. C. & GURNIS, M. (2008). Horizontal subduction and truncation of the cocos plate beneath central mexico. *Geophysical Research Letters* **35**(18), n/a–n/a. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2008GL035127>. L18303.
-

- RAMAGE, A. & J., W. (1994). Iterative solution techniques for the Stokes and Navier-Stokes equations. *International Journal of Numerical Methods in Fluids* .
- RANALLI, G. (1995). *Rheology of the earth*.
- RIEDEL, M. R. & KARATO, S.-I. (1997). Grain-size evolution in subducted oceanic lithosphere associated with the olivine-spinel transformation and its effects on rheology. *Earth and Planetary Science Letters* **148**(1-2), 27–43.
- RINGWOOD, A. E. (1994). Role of the transition zone and 660 km discontinuity in mantle dynamics. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* **86**(1-3), 5–24.
- RUBIE, D. (1984). The olivine-spinel transformation and the rheology of subducting lithosphere. *Nature* **308**, 505–508.
- RUBIE, D. & ROSS, C. (1993). Kinetics of the olivine-spinel transformation in subducting lithosphere: experimental constraints and implications for deep slab processes. *phys Earth Planet* **86**, 223–241.
- SÁMANO, D. & SEN, M. (2009). *Mecánica de Fluidos*. URL <https://www3.nd.edu/~msen/MecF1.pdf>.
- SAVAGE, M. K. (1999). Seismic anisotropy and mantle deformation: What have we learned from shear wave splitting? *Reviews of Geophysics* **37**(1), 65–106. URL <http://dx.doi.org/10.1029/98RG02075>.
- SCHELLART, W., FREEMAN, J., STEGMAN, D., MORESI, L. & A. MAY, D. (2007). Evolution and diversity of subduction zones controlled by slab width **446**, 308–11.
- SCHELLART, W., STEGMAN, D. & FREEMAN, J. (2008). Global trench migration velocities and slab migration induced upper mantle volume fluxes: Constraints to find an earth reference frame based on minimizing viscous dissipation , 118–144.
- SCHLAG, L. (2014). *Discretization of compressible Stokes models for mantle convection*. Ph.D. thesis, Technische Universität München.
- SCHUBERT, G., YUEN, D. A. & TURCOTTE, D. L. (1975). Role of Phase-Transitions in a Dynamic Mantle. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society* **42**(2), 705–735.
- SDROLIAS, M. & MÜLLER, R. D. (2006). Controls on back-arc basin formation. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* **7**(4).
- STUBAILO, I., BEGHEIN, C. & DAVIS, P. M. (2012). Structure and anisotropy of the mexico subduction zone based on rayleigh-wave analysis and implications for the geometry of the trans-mexican volcanic belt. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **117**(B5), n/a–n/a. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2011JB008631>. B05303.
-

- SUNG, C. & BURNS, R. (1976). Kinetics of high- pressure phase transformations: implications to the evolution of the olivine-spinel transition in the downgoing lithosphere and its consequences on the dynamics of the mantle. *Tectonophysics* .
- TAJIMA, F., YOSHIDA, M. & OHTANI, E. (2015). Conjecture with water and rheological control for subducting slab in the mantle transition zone. *Geoscience Frontiers* **6**(1), 79–93. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.gsf.2013.12.005>.
- TAN, E., CHOI, E., THOUTIREDDY, P., GURNIS, M. & AIVAZIS, M. (2006). GeoFramework: Coupling multiple models of mantle convection within a computational framework. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* **7**(6), 1–14.
- TAN, E., LENG, W., ZHONG, S. & GURNIS, M. (2011). On the location of plumes and lateral movement of thermochemical structures with high bulk modulus in the 3-D compressible mantle. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* **12**(7), 1–13.
- TAN EH, GURNIS MICHAEL, ARMENDARIZ LUIS STRAND, LEIF KIENTZ, S. (2014). CitcomS (User Manuel, Version 3.30) .
- TETZLAFF, M. & SCHMELING, H. (2009). Time-dependent interaction between subduction dynamics and phase transition kinetics. *Geophysics* URL <http://doi:10.1111/j.1365-246X.2009.04182.x>.
- TÖKSOV, M., MINEAR, L. & B., J. (1971). Temperature field and geophysical effects of a downgoing slab. *Geophys. Res* **76**.
- TORII, Y. & YOSHIOKA, S. (2007). Physical conditions producing slab stagnation: Constraints of the Clapeyron slope, mantle viscosity, trench retreat, and dip angles. *Tectonophysics* **445**(3-4), 200–209.
- TURCOTTE, D. & SCHUBERT, G. (2014). *Geodynamics, 3rd edition*, vol. 40. URL [http://doi.wiley.com/10.1002/1521-3773\(20010316\)40:6%3C9823::AID-ANIE9823%3E3.3.O](http://doi.wiley.com/10.1002/1521-3773(20010316)40:6%3C9823::AID-ANIE9823%3E3.3.O)
- VALENCIA, L. (2005). *Estudio Numérico y Experimental de Flujo Rayleigh-Béarnard en Cavidades Cúbicas para Régimen Transitorio y Turbulento*. Ph.D. thesis, Universidad Rovira i Virgili.
- VALENCIA, MARTÍN. ORTEGA, A. (2011). *Cretácico Tardío-Eoceno Medio En El Noroeste De México-Evolución Del Arco Magmático Continental Y Su contexto Geodinámico (Orogenia Laramide)*.
- VALENZUELA, R. & LEÓN, G. (2017). Shear wave splitting and mantle flow in México: what have we learned? *Geofísica internacional* **2**(56), 187–217.
- VALERA, J. (2010). *Desarrollo y aplicación de modelos numéricos termomecánicos de procesos de delaminación continental*. Ph.D. thesis, Universidad Complutense de Madrid.
-

- VARGAS, M. (2010). “ *Cálculo de Estructuras Utilizando Elemento Finito con Cómputo en Paralelo* ”. Ph.D. thesis, Centro de Investigación en Matemáticas (CIMAT).
- YAMAZAKI, D., INOUE, T. O. & IRUFUNE, T. (1997). Grain growth kinetics of ring-woodite and its implication for rheology of the subducting slab. *Earth Planet* .
- YANG, T., GRAND, S., S. GUZMAN, GOMEZ, T., J. DOMINGUEZ & NI, J. (2009a). Seismic structure beneath the Rivera subduction zone from finite-frequency seismic tomography. *Journal of Geophysical Research* URL <http://dx.doi.org/10.1029/2008JB005830>.
- YANG, T., GRAND, S. P., WILSON, D., GUZMAN-SPEZIALE, M., GOMEZ-GONZALEZ, J. M., DOMINGUEZ-REYES, T. & NI, J. (2009b). Seismic structure beneath the rivera subduction zone from finite-frequency seismic tomography. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **114**(B1), n/a–n/a. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2008JB005830>. B01302.
- YOSHIOKA, S. & SANSHADOKORO, H. (2002). Numerical simulations of deformation and dynamics of horizontally lying slabs. *Geophysical Journal International* **151**(1), 69–82.
- ZEMANSKY, M. & DITTMAN, M. (1986). *Calor y Termodinámica*, vol. 6. URL <http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:CONTINUUM+mechanics>
- ZENIT, R. (2017). Apuntes en Mecánica de Fluidos. *Universidad Nacional Autónoma de México, Instituto de Investigaciones en Materiales* .
- ZHONG, S., MCNAMARA, A., TAN, E., MORESI, L. & GURNIS, M. (2008). A benchmark study on mantle convection in a 3-D spherical shell using CitcomS. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* **9**(10), 1–32.
- ZHONG, S., YUEN, D., MORESI, L. & SCHUBERT, G. (2007). Numerical methods in mantle convection. *Treatise on Geophysics* URL <http://www.academia.edu/download/30982910/201.pdf>.
- ZHONG, S., ZUBER, M. T., MORESI, L. & GURNIS, M. (2000). Role of temperature-dependent viscosity and surface plates in spherical shell models of mantle convection. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **105**(B5), 11063–11082. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2000JB900003>.
-