



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE INGENIERÍA

MODELADO POROELÁSTICO DE SISMOS
SILENCIOSOS EN GUERRERO, MÉXICO

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
INGENIERO GEOFÍSICO

PRESENTA

CARLOS DAVID VILLAFUERTE URBINA

DIRECTOR DE TESIS

DR. VÍCTOR MANUEL CRUZ ATIENZA



CIUDAD UNIVERSITARIA, MÉXICO D.F., 2014

Agradecimientos

Este trabajo se lo dedico a mi familia, a mi madre y a mi padre, estoy eternamente agradecido por ser su hijo. Esta tesis es un agradecimiento por todos los esfuerzos que han realizado para ver a sus hijos salir adelante, todo lo que soy se los debo a ustedes, todos mis logros y triunfos también son suyos. Gracias a mi hermano Luis Daniel que con su humor tan característico alegró mis ratos y fines de semana en este tiempo lejos de casa. Los amo a los tres.

A mi tutor, Dr. Víctor Manuel Cruz Atienza, por la oportunidad que me brindó para trabajar con él y desarrollar este trabajo, por toda la confianza y la paciencia haciendo tan agradable la realización de esta tesis. Gracias por los consejos y experiencias compartidas que me han ayudado para mejorar y superarme en este camino que aún comienzo.

Agradezco a mis sinodales, Dr. Vladimir Kostoglodov, Dr. Allen Husker, Dr. Vlad Manea y M.C. David Escobedo Zenil el interés y tiempo dedicado en la revisión de esta tesis, por todas las observaciones para enriquecer el trabajo. Por el apoyo proporcionado para permitirme terminar en los tiempos requeridos para entrar al posgrado.

A mis amigos de la universidad, Eunice, Fernanda, Sebas, gracias por acompañarme en este viaje, por compartir sueños y grandes momentos en este tiempo. A Ricardo y a George, su amistad incondicional es invaluable, no pude encontrar un mejor equipo en la carrera, llevo conmigo esas interesantes conversaciones sobre nuestro campo de estudio y muchas otras que no fueron sobre ello, gracias por todo. En mi última etapa de la carrera, a Jorge, Miguel, José Antonio, Raymundo, por hacer tan ameno estar en el Instituto. Gracias a Mateo, Noé, Gerardo, por todas las experiencias y porque en ellos encontré a las personas que se convirtieron en parte importante en mi vida diaria.

A mis amigos de toda la vida, a mi familia en general, siempre apoyándome y llenándome de energía en cada periodo vacacional para regresar con la mejor vibra a la universidad.

Agradezco al Instituto de Geofísica por la beca de tesis que me fue otorgada para la culminación de este trabajo.

Índice

Índice de figuras	V
Resumen	X
Abstract.....	XI
Capítulo 1 Introducción.	1
Capítulo 2 Antecedentes	3
2.1 Sismos Silenciosos y Tremores No Volcánicos	3
2.1.1 Sismos silenciosos (SSE)	3
2.1.2 Tremores no volcánicos (NVT).....	6
2.1.3 SSE y NVT en zonas de subducción.....	9
2.1.3.1 Cascadia	10
2.1.3.2 Japón	12
2.1.3.3 Otras zonas de subducción	14
2.2 Sismos silenciosos y tremores no volcánicos en México	15
2.2.1 Segmento de Oaxaca.....	15
2.2.2 Segmento de Guerrero	17
2.2.2.1 Deslizamientos de los sismos silenciosos de 2006 y de 2009-2010.....	25
2.3 Zona de Subducción en Guerrero.....	30
2.3.1 Geometría y características de la Zona de Subducción en Guerrero.....	30
2.3.2 Capa de baja velocidad y valores anómalos V_p/V_s	32
2.3.3 Experimentos de laboratorio asociadas a valores altos de V_p/V_s	35
2.3.4 Deshidratación y distribución de fluidos en el slab.....	38
Capítulo 3 Marco Teórico	43
3.1 Elastodinámica	43
3.1.1 Esfuerzos.....	43
3.1.2 Deformación.....	44
3.1.3 Ecuaciones constitutivas esfuerzo-deformación y módulos elásticos	46
3.2 Poroelasticidad Lineal	49
3.2.1 Definiciones poroelásticas	49
3.2.2 Ecuación constitutiva en presencia de presión de poro.....	50
3.2.3 Contenido de masa de un fluido	51
3.2.4 Flujo de Darcy y conservación de masa.....	54
3.2.5 Relaciones importantes	57

Capítulo 4 Metodología	58
4.1 Método de diferencias finitas	59
4.1.1 Ecuaciones diferenciales aproximadas por diferencias finitas.....	60
4.1.2 Estabilidad: Análisis de Von Neumann	64
4.2 Campo de deformaciones inducido por los SSE	67
4.2.1 Método de diferencias finitas escalonadas para la propagación de ondas.	67
4.2.2 Modelo de velocidades y geometría del slab	70
4.2.3 Campo de desplazamiento	71
4.2.4 Deformación quasi-estática inducida por los SSEs.....	73
4.3 Obtención y evolución de la presión de poro	74
4.3.1 Reconstrucción de la presión de confinamiento	74
4.3.2 Aproximación de la presión de poro bajo condiciones <i>undrained</i>	76
4.3.3 Solución de la ecuación de difusión por diferencias finitas.....	79
4.3.4 Análisis de estabilidad del esquema.....	81
4.3.5 Condiciones de frontera	82
4.3.6 Coeficiente de difusividad hidráulica	83
4.3.7 Velocidad de migración de los fluidos.....	85
Capítulo 5 Resultados, Discusión y Conclusiones	87
5.1 Resultados.....	87
5.1.1 Criterios y parámetros usados	87
5.1.2 SSE de 2006.....	90
5.1.3 SSE de 2009-2010	92
5.2 Discusión de los resultados.....	94
5.3 Conclusiones.....	99
Bibliografía	101

Índice de figuras

- Fig. 2.1** Sección esquemática representando los modos de deslizamiento sobre la interface de las placas y asociado al grado de acoplamiento (Modificada de Gomberg *et al.*, 2010).....4
- Fig. 2.2** Zona de estudio en Guerrero, los vectores azules indican las tasas de convergencia (mm/año) de la placa de Cocos y los vectores rojos el desplazamiento total (mm) del SSE de 2006 para cada estación de GPS (triángulos amarillos). b) Series de tiempo GPS de las componentes horizontales para la estación MEZC. Ocurrencia del SSE de 2006 está indicado en el cambio de tendencia de la serie de desplazamientos. (Tomada de Kostoglodov *et al.*, 2010).....5
- Fig. 2.3** Tipos de señales sísmicas registradas. a) Tremor tectónico detectado en varias estaciones en la isla de Vancouver. b) LFE registrado en las tres componentes en una estación en Washington. Se observa de manera casi clara las llegadas de onda P en la componente vertical, y de onda S en las componentes horizontales. c) VLF originado debajo de la Península de Kii, Japón. d) Para criterios de comparación con las señales anteriores, terremoto de magnitud M 1.9 registrado en el oeste de Washington. (Tomada de Gomberg *et al.*, 2010).....7
- Fig. 2.4** Edad del suelo oceánico en el mundo y en las zonas de subducción. Los rectángulos amarillos indican la zonas de subducción donde se han detectado SSEs y la ocurrencia de tremores. (Tomada de Beroza & Ide, 2011).9
- Fig. 2.5** Sección esquemática perpendicular a la trinchera. De color *khaki* se observan los distintos deslizamientos que ocurren en la interface. Sobre la zona de presión alta de fluidos se llevan a cabo los sismos silenciosos y la ocurrencia de tremores tectónicos en y sobre la interface. (Tomada de Gomberg *et al.*, 2010).....10
- Fig. 2.6** Serie de tiempo de los desplazamientos en superficie Este-Oeste para la estación GPS Victoria donde los picos en actividad de los tremores coinciden con los SSEs. (Tomada de Gomberg *et al.*, 2010)11
- Fig. 2.7** Distribución de tremores y SSEs en Japón. La ocurrencia de SSEs de corta duración corresponden con la ubicación de los tremores en Shikoku, Kii, Tokai. Los SSEs de larga duración se han detectado en Bungo Channel y en Tokai. La línea amarilla indica la profundidad de la placa a 40 km y los contornos grises las regiones de ruptura de grandes sismos de subducción. Las cruces representan las estaciones sísmicas. (Modificada de Obara, 2010).....13
- Fig. 2.8** Distribución del deslizamiento acumulado de los SSE de 2004 y 2006.16
- Fig. 2.9 a)** Distribución epicentral de los NVT (rombos) durante junio de 2006 y epicentros de sismos en ese periodo de tiempo (círculos). El color de cada rombo representa el día en que ocurrieron. **b)** Corte A-A' perpendicular a la trinchera con la geometría propuesta por Franco *et al.* (2005). Hipocentros de NVT se ubican ~170 km de la trinchera a una profundidad entre 40-50 km. El deslizamiento del SSE de 2006 en Oaxaca está marcado con la línea blanca, la capa de USL está marcada con una barra de color azul. Círculos amarillos denotan zonas de alta conductividad de acuerdo a (Jödicke *et al.*, 2006). (Tomadas de Brudzinski *et al.* 2010). 16
- Fig. 2.10** Ubicación del Gap de Guerrero (segmento rojo) y de los zonas de ruptura de grandes terremotos con la ocurrencia de ellos (parches celestes). Las flechas sobre la MAT (Middle-

American Trench) indican el movimiento relativo (en cm/año) entre la placa de Cocos y la Norteamericana (DeMets <i>et al.</i> , 2010). Triángulos blancos indican la localización de las estaciones GPS y las líneas delgadas grises los contornos de isoprofundidad de acuerdo a la geometría de Perez-Campos <i>et al.</i> (2008). (Tomada de Radiguet <i>et al.</i> , 2012).....	18
Fig. 2.11 Series de tiempo de la componente norte para estaciones ubicadas a lo largo de la costa (ZIH, CAYA, COYU ACAP, ACYA, CPDP). Identificación de los sismos silenciosos de larga duración entre 1998-2010 (barras beige) como desplazamientos en sentido contrario al de la convergencia de las placas. (Modificada de Radiguet <i>et al.</i> , 2012).....	19
Fig. 2.12 Modelos de dislocación generados en un semiespacio elástico. (Izquierda) Modelos explicando los desplazamientos acumulados en superficie para los SSEs de 2002, 2006 y 2009/2010 mediante la distribución del deslizamiento (líneas púrpuras) en 3 segmentos sobre la interface. (Derecha) Modelos explicando los desplazamientos del SSE de 2009/2010 como un simple evento y como 2 subeventos. (Tomado de Walsperdof <i>et al.</i> , 2011).....	20
Fig. 2.13 Distribución temporal (a) y espacial-temporal (b) del contenido de energía NVTs muestran una mayor actividad en el periodo de ocurrencia del sismo silencioso de 2006 (c). d) Configuración de la zona de subducción con el modelo de resistividades (Jödicke <i>et al.</i> , 2006) de fondo para la comparación de la zona donde ocurren los NVTs espacialmente. (Tomada de Kostoglodov <i>et al.</i> , 2010).....	22
Fig. 2.14 Distribución de la energía y las localizaciones de los epicentros de los NVTs. a) contenido de energía para tremores de alta energía con epicentros ubicados entre 180-220 de la trinchera (círculos amarillos). b) Contenido de energía únicamente para tremores de baja energía, con epicentros entre 150-180 km de la trinchera (círculos verdes). Se muestra un aumento de actividad en el SSE de 2006. Círculos grises denotan tremores persistentes en el “Sweet Spot” (Modificada de Husker <i>et al.</i> , 2012).	23
Fig. 2.15 Localización de las familias de LFEs (puntos rojos) debajo del perfil del arreglo MASE. Los puntos azules representan las localizaciones de los tremores obtenidas por Payero <i>et al.</i> (2008) y la región sombreada al “Sweet Spot” observado por Husker <i>et al.</i> (2012). Las flechas representan la dirección del deslizamiento sobre la interface donde se liberan esfuerzos tectónicos. (Tomada de Frank <i>et al.</i> , 2013).....	24
Fig. 2.16 Localizaciones de los NVTs (círculos de colores) usando el método de TREP (<i>Tremor Energy and Polarization</i>) y LFEs por Frank <i>et al.</i> (2013) (círculos azules) proyectados en una sección vertical perpendicular a la trinchera. En el lado izquierdo, histogramas normalizados para cada tipo de eventos (curvas rojas y azul para NVT y LFEs, respectivamente) (Tomada de Cruz-Atienza <i>et al.</i> , 2014).	24
Fig. 2.17 Círculos de colores con flechas rojas representan las localizaciones de los NVT y los mecanismos (<i>i.e.</i> , direcciones de deslizamiento) de este estudio. Se muestran también los epicentros de los NVT (círculos verdes) determinados por Husker <i>et al.</i> (2012); epicentros de LFE (puntos rojos) con el mecanismo focal (<i>beach ball</i> en gris) determinado por Frank <i>et al.</i> (2013); el rectángulo en negro encierra el área de estudio junto a las estaciones del arreglo MASE (triángulos azules) (Tomada de Cruz-Atienza <i>et al.</i> , 2014).	25
Fig. 2.18 Deslizamiento total acumulado para el SSE de 2006 obtenido a partir de la inversión estática. (Tomada de Radiguet <i>et al.</i> , 2011).....	26
Fig. 2.19 Parametrización de la función de deslizamiento (Tomada de Radiguet <i>et al.</i> , 2011).	27
Fig. 2.20 Matriz de restitución. La línea negra indica el contorno donde están distribuidos los deslizamientos del SSE-2006 (Tomada de Radiguet <i>et al.</i> , 2011).	27

Fig. 2.21 Distribución espacial del deslizamiento sobre la interface al final de los SSEs de 2006 y 2009-2010. (Tomado de Radiguet <i>et al.</i> , 2012).....	28
Fig. 2.22 Evolución temporal del deslizamiento sobre el plano de la interface para el SSE de 2006 (a) y 2009-2010 (b). Cada columna de la figura (b) representan los dos subeventos del SSE de 2009-2010. (Modificado de Radiguet <i>et al.</i> , 2011, 2012)	29
Fig. 2.23 Modelo obtenido mediante el uso de funciones de receptor, donde se puede apreciar la parte horizontal del slab a una profundidad de 40 km y sobre esta zona el cambio de polaridad en las amplitudes indicando una capa delgada de baja velocidad sobre la corteza oceánica. (Tomada de Perez-Campos <i>et al.</i> ,2008).....	30
Fig. 2.24 Modelo térmico obtenido a partir de la solución de ecuación de transferencia de calor y de las propiedades térmicas y mecánicas de la zona de subducción. La geometría del slab (segmento morado) es el propuesto por Perez-Campos <i>et al.</i> , 2008. (Tomada de Manea <i>et al.</i> , 2011).....	31
Fig. 2.25 Valores anómalamente altos de V_p/V_s en la parte superior de la corteza oceánica. Arriba, distribución espacial de los valores. Los triángulos blancos representan las estaciones del arreglo MASE y los círculos morados los epicentros de NVTs. Abajo, cocientes V_p/V_s (eje de la izquierda) y de Poisson (eje de la derecha) con respecto de la latitud de las estaciones (Tomada de Kim <i>et al.</i> , 2010).	32
Fig. 2.26 Comparación de las formas de onda sintéticos y los observados, donde en cada renglón se muestra el modelo introduciendo las capas de baja y ultra baja velocidad, y la correlación (X) que presentan con las observaciones. (Tomada de Song <i>et al.</i> , 2009).....	34
Fig. 2.27 Distribución de la capa de ultra baja velocidad, es interesante observar como las regiones donde está presente esta capa coinciden con las observaciones de SSE (contornos verdes) y una parte de la región de NVT (área amarilla) (Modificada de Song <i>et al.</i> , 2009)	35
Fig. 2.28 Mediciones de laboratorio para el cociente V_p/V_s para un amplio rango de tipos de roca en función de su contenido de SiO_2 , bajo una presión de confinamiento de 1 GPa. (Tomada de Peacock <i>et al.</i> , 2011).....	36
Fig. 2.29 Mediciones de laboratorio para V_p/V_s demostrando el efecto de la presión de poro en las propiedades sísmicas de un granito con una porosidad de 1.6%. (Tomada de Peacock <i>et al.</i> , 2011).....	37
Fig. 2.30 Valores de V_p/V_s en función de la porosidad para distintos valores en la presión efectiva. Los valores anómalos de Cascadia (región gris) son mejor explicados con porosidades entre 2.5-4%. Para la zona de Guerrero, se esperarí una porosidad entre 1-2.5%(región café). (Modificada de Peacock <i>et al.</i> , 2011)......	38
Fig. 2.31 Sección geométrica del slab donde se muestran de manera muy esquemática las diversas observaciones realizadas para su interpretación y correlación con los eventos de SSE y NVT. Los puntos azules indican presencia de fluidos y las líneas punteadas los isotermas en el slab. (Tomada de Song <i>et al.</i> , 2009).....	40
Fig. 2.32 Deshidratación de sedimentos, corteza oceánica y el manto serpentizado a lo largo de la zona de subducción de la placa de Cocos debajo de la parte Central de México. Puntos rojos y amarillos indican la localización de NVTs según Payero et al. (2008). En la figura inferior se puede apreciar la buena correlación entre la posición de pulsos de deshidratación y la localización de NVTs. (Tomada de Manea <i>et al.</i> , 2011)	42
Fig. 3.1 Notación de las componentes del tensor de esfuerzos.....	43

Fig. 3.2 Deformación a partir del desplazamiento relativo entre dos puntos (Modificada de Stein & Wysession, 2003)	45
Fig. 4.1 Discretización en tres dimensiones del dominio de una función para las variables x, y, z de acuerdo a la notación indicial establecida.....	63
Fig. 4.2 Malla escalonada en 3D donde τ_{ij} representan las componentes del tensor de esfuerzos, ν y μ, λ, ρ las constantes de Lamé y la densidad respectivamente (Tomado de Cruz-Atienza, 2006,).....	69
Fig. 4.3 Modelo de velocidades de onda S inicial para la sección perpendicular a la costa y a profundidad obtenido a partir de la dispersión de ondas superficiales (Modificada de Iglesias <i>et al.</i> , 2010).....	70
Fig. 4.4 Modelo de velocidades de onda S con la geometría del slab (línea negra) integrando las características de la corteza oceánica subducida para el modelado del SSE.....	71
Fig. 4.5 Ubicación del volumen de simulación para la obtención de los desplazamientos debido a los SSEs visto en planta (cuadro púrpura) sobre el deslizamiento final del SSE de 2006 (Modificado de Radiguet <i>et al.</i> , 2011).	72
Fig. 4.6 Sección con el modelo de velocidades y geometría del slab dentro del volumen de simulación donde se obtiene el campo de deformaciones inducidas por los SSE. Sobre la superficie se muestra el deslizamiento final del SSE de 2006 obtenido por Radiguet <i>et al.</i> (2010).	73
Fig. 4.7 Representación de la dilatancia acumulada para el final del sismo silencioso de 2006.	74
Fig. 4.8 Ejemplo de la evolución de la presión de confinamiento para cuatro periodos diferentes del SSE de 2006.....	76
Fig. 4.9 Obtención de los incrementos en la presión de poro (abajo) inducida por los incrementos en la presión de confinamiento (P_c , arriba) bajo condiciones <i>undrained</i>	77
Fig. 4.10 Ventana cosenoidal Tukey con $\alpha = 0.5$	78
Fig. 4.11 Esquema de los tapers horizontal (azul) y vertical (rojo) aplicados en la capa del slab. .	78
Fig. 4.12 Dilatancia acumulada calculada debajo del arreglo MASE y promediada entre 85 km y 220 km de la costa. Se observa que la deformación intersísmica después del periodo del SSE de 2006 no tiene efectos considerables al estado final de dilatancia (Modificada de Rivet <i>et al.</i> , 2011).....	81
Fig. 4.13 Obtención del vector velocidad (flechas verdes) para cada punto de la malla (x_i, z_i) (puntos negros) al final de la ventana de difusión para incremento de tiempo ΔT determinado.....	86
Fig. 5.1 Comparación de los modelos para los SSEs de 2006 (arriba) y de 2009-2010 (abajo) considerando el modelo de velocidad homogéneo (izquierda) y heterogéneo (derecha). 88	
Fig. 5.2 Evolución de la presión de confinamiento (P_c , columna izquierda) y de la presión de poro (P_p , columna derecha) obtenida del modelado del SSE de 2006. La línea negra corresponde a la geometría de la placa de subducción. Las flechas verdes indican el vector fluido (i.e. la dirección). Las estrellas indican los NVTs antes (azules) y durante el sismo silencioso (rojas).....	92
Fig. 5.3 Evolución de la presión de confinamiento (P_c , columna izquierda) y de la presión de poro (P_p , columna derecha) obtenida del modelado del SSE de 2010. La línea negra corresponde a la geometría de la placa de subducción. Las flechas verdes indican el vector fluido (i.e. la dirección). Las estrellas indican los NVTs antes (azules) y durante el sismo silencioso (rojas).....	93

Fig. 5.4 Estado final de la presión de poro a diferentes profundidades. El SSE de 2006 presenta dos cambios importantes en la Pp causantes de la migración horizontal de los fluidos hacia esas zonas, a diferencia del SSE de 2009-2010, cuyo comportamiento se mantiene sin variaciones en la Pp.....	95
Fig. 5.5 Presión de confinamiento (Pc) final para los SSE de 2006 (izquierda) y de 2009-2010 (derecha). Los círculos indicados por la flecha naranja indican el lugar del mayor deslizamiento final acumulado sobre la interface (Radiguet <i>et al.</i> , 2012).	95
Fig. 5.6 Comparación de las observaciones obtenidas de NVTs obtenidas en la parte central de México y la relación espacial con los resultados del modelo para el SSE de 2006. De arriba hacia abajo, localización de los epicentros por Husker <i>et al.</i> , (2002); mapa de conductividades (Jödicke <i>et al.</i> , 2006) y deslizamiento del SSE (Radiguet <i>et al.</i> , 2012); modelo poroelástico de este trabajo, LFEs sobre y en la interface detectados por Frank <i>et al.</i> , (2013), NVTs detectados sobre la superficie (Cruz-Atienza <i>et al.</i> , 2014). La franja y línea punteada naranjas indican la relación espacial de con los principales puntos de ocurrencia de NVTs.....	96
Fig. 5.7 Evolución de la presión efectiva ($P_e = P_c - P_p$) durante el SSE de 2006 (izquierda) y de 2009-2010 (derecha). Se aprecia una P_e baja (~ 0) en la zona debajo de la interace para ambos eventos.....	98

Resumen

En este trabajo se estudia la migración de fluidos confinados en la placa subducida de Cocos durante la ocurrencia de SSEs en el estado de Guerrero, México, acoplando la evolución cuasiestática 3D de la deformación cortical inducida por estos eventos con la ecuación poroelástica para el transporte de fluidos.

El modelado poroelástico se separa en dos partes. Primeramente, en el cálculo de la evolución espacio-temporal de la presión de confinamiento en la corteza debida a los SSEs. Para ello, aplicando un código de diferencias finitas en 3D, se obtuvo el campo estático de deformaciones asociado a cada incremento del deslizamiento determinado por Radiguet *et al.* (2011, 2012) para los SSEs de 2006 y 2009-2010. A partir de dicho campo de deformación se estimó el incremento de la presión de confinamiento (Pc). Dado este incremento cada 10 días, en la segunda parte del modelado se estimó la evolución de la presión de poro (Pp) partiendo de valores iniciales cada 10 días para resolver la ecuación poroelástica de difusión durante los lapsos que separan cada incremento de deslizamiento silencioso. Como resultado, se obtuvo el vector velocidad (*i.e.*, dirección y magnitud) de los fluidos confinados dentro de la placa subducida de Cocos (*i.e.*, el slab) para su comparación con las localizaciones de los NVTs.

Un análisis paramétrico del modelo reveló que, como resultado de la deformación del sismo silencioso de 2006, surgen dos zonas de baja presión de poro dentro del slab (a 150-175 y 200-230 km de la trinchera) que fungen como “polos atractores” durante el transporte difusivo de los fluidos con valores típicos de velocidad de $\sim 10^{-9}$ km/día. Dichas zonas coinciden con los lugares donde persistentemente ocurren los tremores tectónicos en la región. En lo que respecta a la difusión de fluidos debida al SSE de 2009-2010, ésta presenta un comportamiento diferente en el que los fluidos migran esencialmente hacia la interface entre las placas (*i.e.*, hacia arriba). Así, hemos concluido que el patrón de migración de los fluidos en el slab depende principalmente de la distribución de los deslizamientos silenciosos, ya que el máximo valor para el SSE de 2006 se encuentra exactamente en el *slab kink*, mientras que para el SSE de 2009-2010 está varios kilómetros up-dip. Esta es la razón por la que no se forma el atractor izquierdo para 2010.

Finalmente, la deformación inducida por los SSEs, aproximadamente cada 4 años en el estado de Guerrero, representa un bombeo periódico de fluidos que provoca su emplazamiento paulatino cerca de la interface entre las placas y en las dos regiones donde persistentemente se observan los tremores tectónicos. Dada la correlación espacial entre la presencia de fluidos y la ocurrencia de tremores, nuestros resultados sugieren una clara relación causal entre ellos y el fracturamiento que da origen a los NVTs.

Abstract

In this work we study the confining fluids in the subducted Cocos plate during the SSE occurrence at Guerrero, México. In order to do this, we couple the 3D quasi-static crust deformation induced by these aseismic events with the poroelastic equation for the fluid transport.

The poroelastic modelling is divided in two parts. First, we compute the space-time evolution of the confining pressure in the crust caused by the SSEs. To do this, by applying a 3D finite difference code, we obtained the static strain field associated with each slip increment determined by Radiguet *et al.* (2011, 2012) for the 2006 and 2009-2010 SSEs. From this strain field, we estimated the confining pressure (P_c) increment. Given this increment for every 10 days, in the second part of the modelling we estimated the pore pressure (P_p) evolution, starting from initial values every 10 days in order to solve the diffusion poroelastic equation during the lapses that come between each silent slip increment. As a result, we obtained the velocity vector (*i.e.*, direction and magnitude) of the confining fluids into the Cocos subducted plate (*i.e.*, slab) for comparison with the NVTs locations.

Parametric analysis of the model reveal, as a result of the deformation of the 2006 slow slip event, two low pore pressure zones arise inside the slab (to 150-175 and 200-230 km from the trench) that act as “attraction poles” during the diffusive transport of the fluids with typical velocity values of $\sim 10^{-9}$ km/día. These zones agree with places where persistently tectonic tremors take place in the region. Regarding to the fluids' diffusion caused by the 2009-2010 SSE, this shows a different behaviour in which fluids migrate essentially to the interface between the plates (*i.e.*, upward). Thus, we have concluded that the pattern of the fluids' migration in the slab depends mainly on the silent slip distribution since the maximum value for the 2006 SSE is located exactly in the slab kink, meanwhile for the 2009-2010 SSE is located several kilometers up-dip. This is the reason why the left attraction pole is not formed.

Finally, the deformation induced by the SSEs about every 4 years in Guerrero, represents a periodic fluid pumping that causes its gradual emplacement close to the plate interface and in the two regions where tremors are persistently observed. Due to the spacial correlation between the fluids' presence and the tremor occurrence, our results suggest a clear causal relation between both events and the fracturing given rise to NVTs.

Capítulo 1 Introducción

En México, donde la ocurrencia de sismos silenciosos y tremores no volcánicos (o tectónicos) ha sido estudiada, las observaciones con las que contamos brindan la oportunidad de poner a prueba una serie de hipótesis sobre el origen y la relación causal que parece existir entre ellos. Estudios recientes han revelado una serie de observaciones, en el estado de Guerrero, que alimentan la reflexión en este sentido:

- 1) A partir del análisis de fases sísmicas convertidas en la placa subducida de Cocos, Song *et al.* (2009) infirieron la existencia de una capa de ultra baja velocidad (USL, *i.e.* de 3 a 5 km de espesor y V_s entre 2 y 2.7 km/s) en la parte superior del slab, que coincide con la región donde los SSE tienen lugar.
- 2) A partir del análisis de funciones de receptor, Kim *et al.* (2010) estimaron valores anómalamente altos del coeficiente de Poisson y de la relación V_p/V_s dentro de la placa oceánica en la región donde ésta subduce horizontalmente.
- 3) Con base en la correlación cruzada de ruido sísmico ambiental, reducciones transitorias de la velocidad de propagación de las ondas (*i.e.*, del $\sim 0.2\%$) en la corteza media y profunda han sido repetidamente observadas durante la ocurrencia de los SSE en Guerrero (Rivet *et al.*, 2011 y 2012). Más aún, dichas reducciones, que suponen una caída del módulo de rigidez del medio, están correlacionadas con la emisión de energía sísmica a través de NVT y con la tasa de deformación de la corteza provocada por los SSE.

La existencia de fluidos con presión cercana a la litostática en el slab parece ser inminente (*i.e.*, $P_e = P_c - P_p \approx 0$, donde P_e y P_p son las presiones efectiva y de poro, respectivamente) (Peacock *et al.*, 2011), ya que resulta ser una explicación razonable de los valores anómalamente altos del coeficiente de Poisson en dicha región y a los valores de presión de confinamiento (P_c) a profundidades cercanas a los 40 km. Existen dos modelos plausibles para explicar la presencia de fluidos: (1) una permeabilidad muy baja dentro del slab, o bien (2) una interfaz impermeable en la base de la corteza continental asociada a deformaciones cizallantes y metamorfismo, ambos localizados en el contacto de las placas (Audet *et al.*, 2009).

Desprendidas de estas ideas, las preguntas que se pretenden abordar en este trabajo son: ¿Qué rol juegan las deformaciones corticales asociadas a los SSE en la migración y

emplazamiento de los fluidos confinados en el slab? ¿Existe alguna correlación espacio-temporal entre dicha migración y la ocurrencia de tremores tectónicos en Guerrero? ¿La ocurrencia de NVT tiene alguna relación con la reducción de velocidad de propagación de las ondas (*i.e.*, de la rigidez del medio) transitoria a esas profundidades y/o con la penetración de fluidos en la corteza continental durante los SSE?

El objetivo de este trabajo es modelar la migración de fluidos corticales debida a la deformación cuasiestática producida por terremotos silenciosos en Guerrero. Así, entender su comportamiento y la posible relación que exista con la ocurrencia de tremores tectónicos en la región. Para ello hemos acoplado una aproximación en diferencias finitas 3D de las ecuaciones elastodinámicas con la ecuación de difusión en 2D.

Capítulo 2 Antecedentes

2.1 Sismos Silenciosos y Tremores No Volcánicos

2.1.1 Sismos silenciosos (SSE)

Uno de los descubrimientos más importantes en las décadas recientes en la sismología y el estudio de la tierra sólida ha sido el reconocimiento de deslizamientos transitorios lentos en varias zonas de subducción a profundidades que se encuentran por debajo de la zona acoplada de la interface, donde se generan los sismos de mayor magnitud o “megathrust”. Gracias a redes de GPS en diversas zonas del mundo, estos eventos de deslizamiento han sido descubiertas en Cascadia (Dragert *et al.*, 2001; Miller *et al.*, 2002;), el suroeste de Japón (*e.g.*, Hirose *et al.*, 1999; Miyazaki *et al.*, 2006), Nueva Zelanda (Douglas *et al.*, 2005; McCaffrey *et al.*, 2008; Delahaye *et al.*, 2009), Costa Rica [*e.g.*, Protti *et al.*, 2004; Brown *et al.*, 2005] y Alaska (Ohta *et al.*, 2006). Este tipo de eventos silenciosos también han sido descubiertos a lo largo de la Falla de San Andrés (Linde *et al.*, 1996; Murray & Segall, 2005) .

Hace más de una década, la comunidad científica sostenía que la forma en que las placas tectónicas interactúan entre sí a lo largo de las zonas de subducción consistía en una simple y repentina liberación de energía elástica, acumulada por decenas de años, durante la ocurrencia de grandes terremotos.

Los terremotos relajan los esfuerzos acumulados según un modelo de “*stick-slip*” (Scholz, 1998). en el que la energía de deformación es almacenada por miles de años mientras la falla esté “*bloqueada*” o impida el deslizamiento entre las placas. La relajación de estos esfuerzos se da en cuestión de segundos (o hasta minutos) tan pronto la falla se deslice lo suficiente para provocar la inestabilidad dinámica que emitirá ondas sísmicas con un amplio contenido espectral. Debido a la forma en la que ocurren estos sismos, el frente de ruptura se propaga a una velocidad cercana a la de las ondas sísmicas, por lo que el fenómeno es completado en algunos segundos (Kanamori & Brodsky, 2004).

Por otra parte, gracias principalmente al establecimiento y a la precisión de las estaciones GPS (por sus siglas en inglés) en diversas zonas de subducción del mundo, hoy sabemos

que algunas fallas, o porciones de éstas, liberan esfuerzos a través de deslizamientos mucho más lentos que los descritos anteriormente, con duración de días o meses (Dragert *et al.*, 2001; Lowry *et al.*, 2001). Dadas las condiciones mecánicas y las leyes constitutivas de fricción que gobiernan estas fallas (*e.g.*, Liu & Rice, 2007), durante la ocurrencia de los deslizamientos lentos no hay generación de ondas sísmicas. Debido a esto, el deslizamiento responde a un proceso cuasiestático en el que la dislocación se propaga lentamente y en ausencia de ondas.

A este fenómeno de deslizamiento transitorio se conoce como *Slow Slip Event* (SSE) o sismo silencioso (Dragert *et al.*, 2001; Lowry *et al.*, 2001; Miller *et al.*, 2002). Estos fenómenos pueden ser observados mediante información geodésica y de GPS sobre algunas zonas de subducción, las cuales han revelado que este proceso se genera repetidamente o quasi-periódicamente con duraciones que pueden ir desde días (corta duración), meses e incluso años (larga duración) (Beroza & Ide, 2011); y la profundidad a la cual se lleva a cabo, de acuerdo a observaciones en diversas zonas de subducción del mundo, es de ~25-40 km (Dragert *et al.*, 2001; Miller *et al.*, 2002).

El acoplamiento de una falla en una zona de subducción es inversamente proporcional al cociente entre la velocidad de deslizamiento intersísmico en la falla y la velocidad de convergencia entre los bloques de la falla (*i.e.*, placas tectónicas) (Radiguet *et al.*, 2012). Este acoplamiento decrece con la profundidad a lo largo de la interface de subducción (Fig. 2.1), siendo muy alto en la zona superficial donde ocurren los grandes sismos de subducción, y muy bajo en zonas más profundas donde ocurren deslizamientos estables. Los sismos asísmicos o silenciosos se dan en un segmento de transición entre estas dos zonas (Fig. 2.1) (Gomberg *et al.*, 2010).

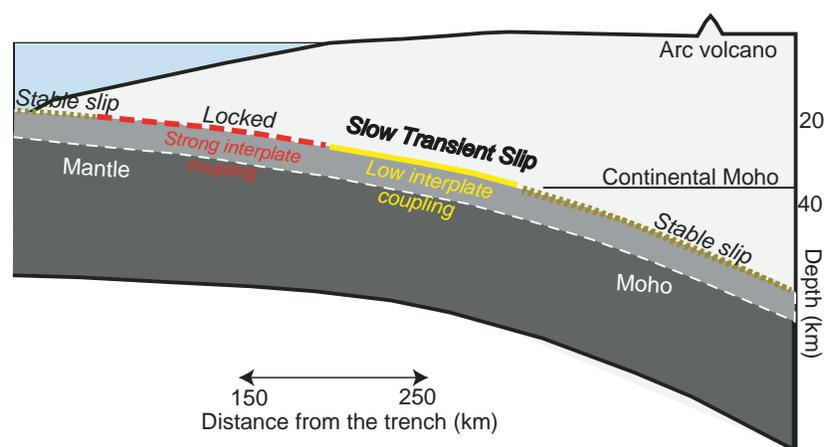


Fig. 2.1 Sección esquemática representando los modos de deslizamiento sobre la interface de las placas y asociado al grado de acoplamiento (Modificada de Gomberg *et al.*, 2010).

Estos deslizamientos transitorios se manifiestan a través desplazamientos en superficie de las estaciones GPS en el sentido de convergencia de las placas; cuando ocurre un SSE, la pendiente del comportamiento de los desplazamientos cambia, así como su dirección indicando un deslizamiento diferente al del periodo intersísmico (Fig. 2.2b). Por lo tanto, cuando sucede un SSE, los desplazamientos en superficie son de sentido contrario al de la convergencia de la placa oceánica, como se puede observar en la Fig. 2.2a.

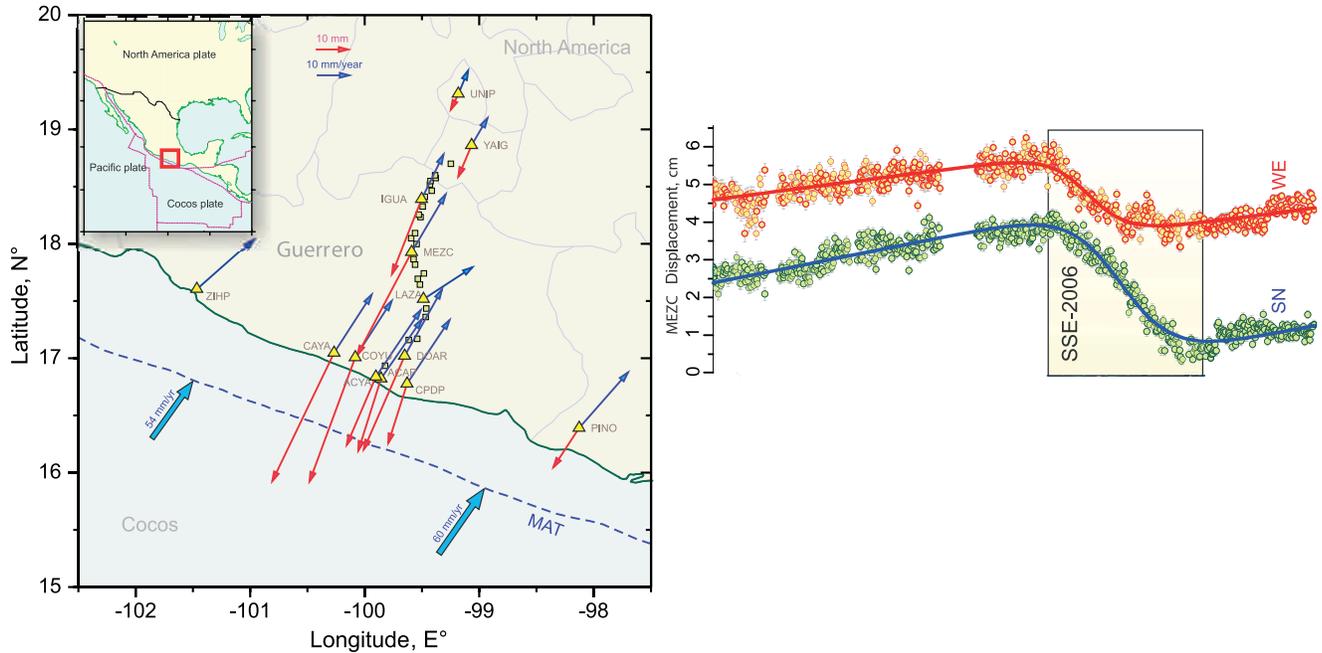


Fig. 2.2 Zona de estudio en Guerrero, los vectores azules indican las tasas de convergencia (mm/año) de la placa de Cocos y los vectores rojos el desplazamiento total (mm) del SSE de 2006 para cada estación de GPS (triángulos amarillos). b) Series de tiempo GPS de las componentes horizontales para la estación MEZC. Ocurrencia del SSE de 2006 está indicado en el cambio de tendencia de la serie de desplazamientos. (Tomada de Kostoglodov *et al.*, 2010)

Los SSEs en el mundo muestran grandes variaciones con diferentes características, en duración (de varios días a algunos años); en magnitudes equivalentes M_w de 6 a 7, e incluso mayores (*e.g.* la zona de subducción en Guerrero); en los valores en la amplitud de los desplazamientos en superficie (de milímetros a centímetros); y en los periodos de recurrencia (desde que no se repitan hasta una ocurrencia periódica de semanas o varios meses) (Beroza & Ide, 2011).

Debido a la ocurrencia de estos fenómenos en diversas zonas de subducción en las que la zona de transición varía a profundidad y por ende, los modelos térmicos de cada región se comportan diferente, se ha sugerido que no se requiere una temperatura o reacciones metamórficas específicas para que ocurran los SSEs (Peacock *et al.*, 2009). Por lo tanto, es necesaria una gran cantidad de observaciones que permitan identificar las propiedades que controlan a los SSE, así como los modelos que logran explicarlas bajo diferentes configuraciones tectónicas (*e.g.*, transformante, convergente, y en límites extensionales) relacionándolos con temperaturas, tipos de roca, por mencionar algunos.

Diversos estudios han intentado modelar estos deslizamientos transitorios usando una gran variedad de modelos teóricos de manera que se puedan definir las características físicas que dominan al fenómeno (Liu & Rice, 2007; Rubin, 2008; Shibazaki *et al.*, 2010). Al tratarse de un deslizamiento lento, la fricción en el plano de falla debe incrementarse tan pronto la velocidad se incrementa. En otras palabras, debe de existir un comportamiento conocido como *velocity-strengthening* que frene al deslizamiento de tal manera que evite su aceleración y por consiguiente la ocurrencia de un terremoto inestable (Liu & Rice, 2005).

Con el gran descubrimiento de los SSEs, resulta primordial conocer la distribución de su deslizamiento sobre la interface así como los procesos físicos que lo controlan, para clarificar el entendimiento sobre el rol que juegan en los grandes sismos de subducción y, en general, en el ciclo sísmico.

2.1.2 Tremores no volcánicos (NVT)

Los tremores no volcánicos o tectónicos (NVTs) fueron observados por primera vez en la zona de subducción de Nankai, Japón (Obara, 2002), como señales de gran duración y baja amplitud muy semejantes a los tremores observados en zonas volcánicas. Debido a que los NVTs no están asociados a la actividad volcánica, este tipo de señal recibió su nombre.

Los NVTs parecen tener un comportamiento sostenido, semejante al ruido de baja amplitud en una banda de frecuencia de 1-10 Hz (Fig. 2.3a), con formas de onda emergentes donde se pueden identificar envolventes de energía que son coherentes en varios lugares separados por cientos de kilómetros (Obara, 2002). Estos tremores han sido localizados en regiones cercanas a la interface de las placas en su zona de transición, i.e. entre la zona sismogénica y la zona de libre deslizamiento (Shelly *et al.*, 2006).

A diferencia de los sismos que usualmente conocemos, los NVT carecen de señales donde se pueda apreciar claramente las llegadas de ondas de cuerpo; sin embargo, se han observado algunas señales impulsivas en algunos tremores tanto en Japón como en Cascadia. Estos arribos impulsivos generalmente son ondas de tipo S aunque también se han encontrado arribos de tipo P (Shelly *et al.*, 2006; Ide *et al.*, 2007; Frank *et al.*, 2013). A estas señales se

les conoce como *Low Frequency Earthquakes* (LFE) y presentan magnitudes de 1-2 y con duraciones de 0.1-1 segundos (Fig. 2.3b).

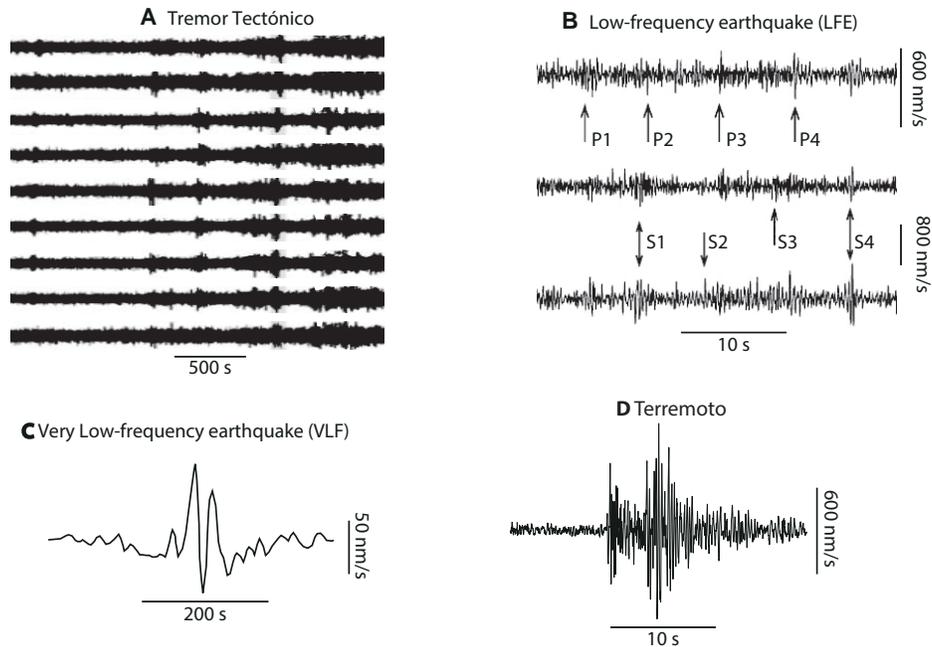


Fig. 2.3 Tipos de señales sísmicas registradas. a) Tremor tectónico detectado en varias estaciones en la isla de Vancouver. b) LFE registrado en las tres componentes en una estación en Washington. Se observa de manera casi clara las llegadas de onda P en la componente vertical, y de onda S en las componentes horizontales. c) VLF originado debajo de la Península de Kii, Japón. d) Para criterios de comparación con las señales anteriores, terremoto de magnitud M 1.9 registrado en el oeste de Washington. (Tomada de Gomberg *et al.*, 2010).

Los LFEs comprenden periodos más largos (*i.e.*, 1 – 5 Hz) que los sismos regulares (Fig. 2.3d). Gracias a la presencia de ondas S estas señales pueden ser localizables y se ha manejado la posibilidad de que el tremor consista ampliamente (y quizás completamente) de LFEs (*i.e.*, de la repetida excitación de las fuentes de estos LFEs) (Shelly *et al.*, 2007). Shelly *et al.* (2006) localizaron estos eventos sobre el slab y dentro de él, sugiriendo que la fuente de estas señales correspondía a pequeños deslizamientos. Posteriormente Ide *et al.* (2007) determinó los mecanismos para los LFE utilizando los primeros movimientos de la onda P, demostrando que los mecanismos de los LFE resultan ser los mismos que de los sismos silenciosos.

Por otra parte, se han detectado eventos con una mayor magnitud (*i.e.*, 2.5-4) y duración (10-100 s), los cuales se han denominado *Very Low-Frequency Earthquakes* (VLF) (Fig. 2.2c) (Obara & Ito, 2005; Ito *et al.*, 2009).

Con el establecimiento de arreglos temporales (*e.g.*, Ghosh *et al.*, 2009; Wech & Creager, 2008) se ha logrado la detección de señales que en redes permanentes no se había logrado. La detección de una mayor cantidad de tremores sugiere que el proceso de deslizamiento, o de la fuente que origina estas señales, sea continua con una variación en su ocurrencia tendiendo a aumentar o a disminuir (*i.e.* dependiendo del deslizamiento del sismo lento, si es mayor o menor). Por lo tanto se puede especular que siempre existe un deslizamiento cuasiestático en la interface que es el principal agente que controla el lugar en el que se producen los tremores tectónicos.

Otra hipótesis sobre la fuente con la que los tremores son producidos, involucra la presencia de fluidos debido a que sus señales presentan un comportamiento muy parecido a los tremores volcánicos los cuales son asociados con movimiento de fluidos y magma dentro y debajo de edificios volcánicos. Aunado a esto, recientemente se tiene evidencia observacional de zonas con presiones de poro cercanas a las litostáticas en las que por ende los esfuerzos efectivos son pequeños y coinciden con regiones donde se tiene registro de la ocurrencia de SSEs y NVTs (Audet *et al.*, 2009), que en las siguientes secciones se explicará con mayor detalle.

Desafortunadamente, las estaciones GPS no pueden resolver desplazamientos en superficie menores a varios milímetros, por lo que resulta ambiguo el registro de señales geodésicas para sismos silenciosos de corta duración (*short term*) que acompañan a las señales de tremor. Debido a esta falta de resolución geodésica, en Cascadia, está muy bien documentada que los periodos de tremor se correlacionan espacial y temporalmente con los tremores tectónicos, por lo que se propone que la propagación de los sismos de término corto sean detectados de acuerdo a la ocurrencia y al patrón de los tremores (Gomberg *et al.*, 2010). Esta correlación hace pensar que el deslizamiento en la interface se da en pequeñas porciones, a diferencia de un deslizamiento de la placa como un bloque rígido.

Se pueden sintetizar dos modelos predominantes que se han propuesto para la generación de los NVT, tal como lo describe Rubinstein *et al.* (2010): 1) El tremor es resultado de procesos friccionales que ocasionan rupturas en una falla con velocidades más lentas que la de los terremotos; y 2) el tremor es el resultado de procesos donde intervienen fluidos, tanto en la interface entre las placas como en la parte de la corteza continental. En el segundo caso, intervienen consideraciones como la deshidratación de las facies petrológicas del slab, ocasionando presiones del fluido que pudieran ocasionar un fracturamiento hidráulico emitiendo señales sísmicas que son las registradas en superficie. Esto lleva a la idea que los tremores y los SSE son diferentes manifestaciones de un mismo proceso (Shelly *et al.*, 2007).

2.1.3 SSE y NVT en zonas de subducción.

Los sismos silenciosos (SSE) y tremores no volcánicos (NVT) han sido observados en algunas zonas someras de subducción en las cuales se cuentan con numerosas observaciones y estudios, como en Cascadia, Canadá, el suroeste de Japón y en la parte de la zona de subducción de Guerrero en México. En general la mayoría de estas actividades toman lugar en zonas de transición más allá de las zonas en donde el contacto entre las placa es fuerte y en donde tienen lugar los grandes sismos.

Las cinco principales zonas de subducción donde se tiene evidencia de tremores tectónicos y sismos silenciosos (*i.e.*, Nankai, Cascadia, México, Alaska, Costa Rica) tienen la característica de estar localizadas en regiones donde la placa subducente es relativamente joven (*i.e.*, < 50 Ma) como puede apreciarse en la Fig. 2.4. En la figura también puede observarse cómo las placas involucradas al noreste de Japón y en la zona de subducción de Nueva Zelanda son relativamente más antiguas que las zonas de subducción anteriormente mencionadas.

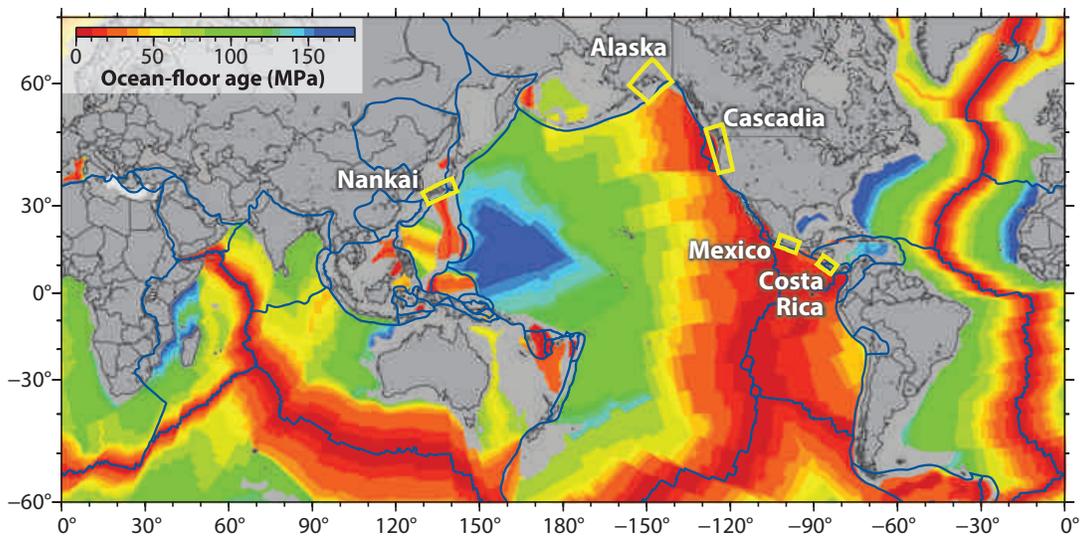


Fig. 2.4 Edad del suelo oceánico en el mundo y en las zonas de subducción. Los rectángulos amarillos indican la zonas de subducción donde se han detectado SSEs y la ocurrencia de tremores. (Tomada de Beroza & Ide, 2011).

Cada zona de subducción presenta características diferentes en su fenomenología de sismos silenciosos y de tremores tectónicos. Por ello, en esta sección se abordarán las observaciones y avances que se han realizado en el descubrimiento de estos eventos para Cascadia, Japón, y otras zonas de subducción con menor detalle, y por supuesto, en la zona de subducción en México.

2.1.3.1 Cascadia

La zona de subducción de Cascadia se extiende 1000 km desde British Columbia hasta el norte de California. Es en esta región en la parte noreste donde los sismos silenciosos fueron detectados por primera vez (Dragert *et al.*, 2001; Miller *et al.*, 2002).

En la parte Noreste de Cascadia, el acoplamiento entre eventos de deslizamiento lento y la ocurrencia de tremores sorprendentemente se da con gran regularidad por lo que el fenómeno de estos sucesos acompañados se le ha dado el término de “Episodic tremor and slip” o ETS (Rogers & Dragert, 2003).

Estos deslizamientos transitorios se caracterizan por tener una duración de 1 a 5 semanas, y exhiben una dirección de propagación a lo largo del rumbo de falla (*i.e.*, casi norte-sur) con una velocidad cercana a unos cuantos km/día. Su periodo de recurrencia varía con la latitud, desde 11 hasta 18 meses (Brudzinski & Allen, 2007). La mayor parte del deslizamiento, como en la mayoría de las demás zonas de subducción, ocurre entre los 30 y 40 km de profundidad sobre la interface de las placas y tienen una magnitud de momento equivalente a $M_w = 6.7-6.9$.

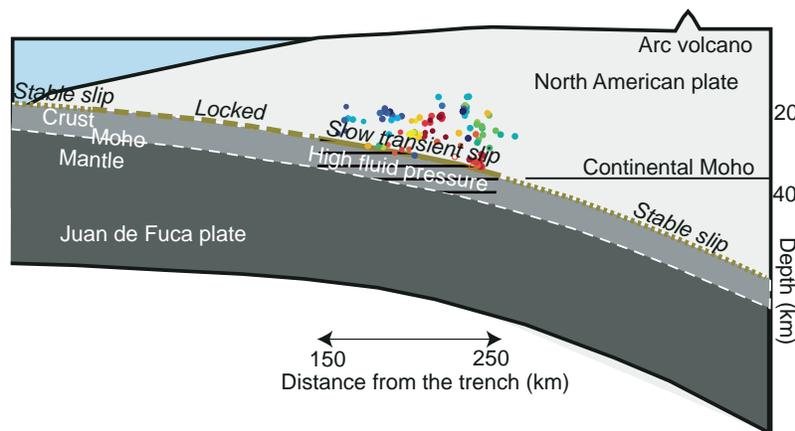


Fig. 2.5 Sección esquemática perpendicular a la trinchera. De color *khaki* se observan los distintos deslizamientos que ocurren en la interface. Sobre la zona de presión alta de fluidos se llevan a cabo los sismos silenciosos y la ocurrencia de tremores tectónicos en y sobre la interface. (Tomada de Gomberg *et al.*, 2010)

Con las detecciones geodésicas, se ha podido inferir que los deslizamientos de los sismos silenciosos en esta región van acompañados por tremores localizándose en las mismas regiones de ocurrencia (Fig 2.5) *i.e.*, debajo de la zona sismogénica y antes de que la corteza oceánica se introduzca al manto. Además existe una gran coincidencia de estos SSEs con los picos de mayor actividad de los tremores (Fig 2.6), (Wech *et al.*, 2009; Aguiar *et al.*, 2009; Kao *et al.*, 2009; Boyarko & Brudzinski, 2010).

En los catálogos de tremores elaborados para la zona, se detecta que deslizamientos cercanos a la zona sismogénica es decir, arriba de los 20 km de profundidad de la zona de subducción, se tiene muy poca presencia (o casi nula) de eventos de tremores debido al cambio en el acoplamiento de la interface y a su reología. Parece ser que la distribución de los tremores tectónicos regularmente se extiende un poco más hacia tierra adentro, teniendo un área de ocurrencia mucho mayor que la del deslizamiento de los SSEs.

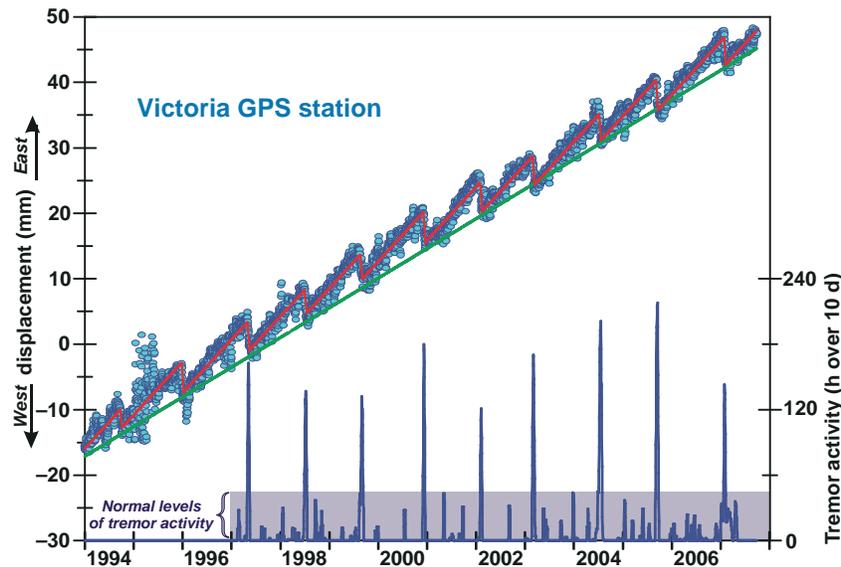


Fig. 2.6 Serie de tiempo de los desplazamientos en superficie Este-Oeste para la estación GPS Victoria donde los picos en actividad de los tremores coinciden con los SSEs. (Tomada de Gombert *et al.*, 2010)

Para la detección temporal y espacial de los tremores tectónicos, se realizaron métodos usando el apilamiento y el *beam-forming* gracias al establecimiento de arreglos de sismómetros con aperturas pequeñas (*i.e.* ~ 1 km) que permitían estimar la distribución de la fuente del tremor con una gran resolución y disminuyendo conforme las fuentes se alejaban del arreglo. Con estos métodos se encontró que los hipocentros de los tremores estaban confinados a una profundidad donde la interface alcanza los 30-40 km, sugiriendo que estos eventos se encuentren dentro y sobre la interface de la placa oceánica (Ghosh *et al.*, 2009, 2010).

Con la instalación de mini-arreglos, también se pudieron observar que los tremores tenían un comportamiento en forma de *streaks* y que se dan a lo largo del rumbo de la falla a una velocidad de ~ 10 km/día y más rápidamente a 30-200 km/h en dirección a la convergencia de las placas (Ghosh *et al.*, 2010). Un *streak* es una sucesión de tremores que se manifiesta como una migración estable y continua en una escala de algunos minutos a horas.

La diferencia en los tiempos de arribo S menos P dentro de la señal del temblor directamente debajo de los arreglos sísmicos en Cascadia, localizan la fuente de los temblores cerca de la interface de las placas (La Rocca *et al.*, 2009). Debido a estas evidencias, en Cascadia también se piensa que las fuentes de los temblores sean deslizamientos en la interface de las placas. Estos temblores ocasionados por un constante deslizamiento en la interface (*i.e.*, sin una relación con algún evento silencioso) tienen ocurrencia entre los periodos de mayores eventos de ETS, y se localizan a mayor profundidad que los temblores ocasionados por los ETS (Wech *et al.*, 2009).

2.1.3.2 Japón

Japón es uno de los países donde más estudios sobre los temblores no volcánicos y los sismos silenciosos existen actualmente gracias al desarrollo de una amplia red de sismómetros e inclinómetros que proveen información adicional a la provista por los GPS (Hirose & Obara, 2006; Ide *et al.*, 2007).

Los sismos silenciosos en Japón han sido observados en distintos segmentos de la zona de subducción, presentando diferentes comportamientos y características en cada segmento (Fig 2.7). En la parte del suroeste, donde la placa Filipina subduce a la placa Euroasiática, se tiene registro de SSEs de corta duración parecidos a los observados en Cascadia y algunas veces acompañados por episodios de temblor (Obara *et al.*, 2004). La mayor actividad de deslizamiento y temblores ocurre al oeste de Shikoku, sin embargo, existen picos de actividad de temblores que coinciden con episodios de deslizamientos menores en el este de Shikoku, la península de Kii y en Tokai (Obara & Hirose, 2006; Hirose & Obara, 2006).

Existe otro tipo de SSE que se ha detectado en la parte central de Japón, en la zona de Tokai, con una duración de 5 años (*i.e.*, de 2001 a 2005) (Obara & Hirose, 2006). Debido a esta diferencia en la duración de los SSEs se han introducido los términos de corto plazo, para SSEs de duración de días acompañadas de temblores; y de largo plazo, para SSEs con duración de meses y hasta años. Los SSEs de largo plazo también han sido observados en Bungo Channel, entre Shikoku y Kyushu (Hirose & Obara, 2005), con duraciones de ~3 meses y con un período de recurrencia de cada 6 años.

En esta región se descubrieron los *Low Frequency Earthquakes* (Shelly *et al.*, 2006) cuya localización es mejor que la de los temblores ya que es posible determinar sus tiempos de arribo. Estos LFEs observados en Japón han sido localizados sobre la interface de la placa subducente (Shelly *et al.*, 2006). Ide *et al.* (2007) mostraron que estos eventos tienen mecanismos focales consistentes con el deslizamiento sobre la interface de la placa. Todas estas observaciones sugieren que, al menos en la región de Japón, las fuentes de temblor están asociadas al deslizamiento sobre la interface entre las placas.

De igual manera que en Cascadia, en Japón se ha observado la migración de tremores. Las observaciones sugieren que la migración del tremor en dirección al rumbo de la falla es inducida por la iniciación del evento de deslizamiento y prosigue conforme el SSE se propaga en la interface. La velocidad a la que se propaga el SSE en Japón ha sido documentada alrededor de 8-18 km/d, en cuyo rango entra la velocidad de migración de los tremores de 10 km/d (Hirose & Obara, 2010).

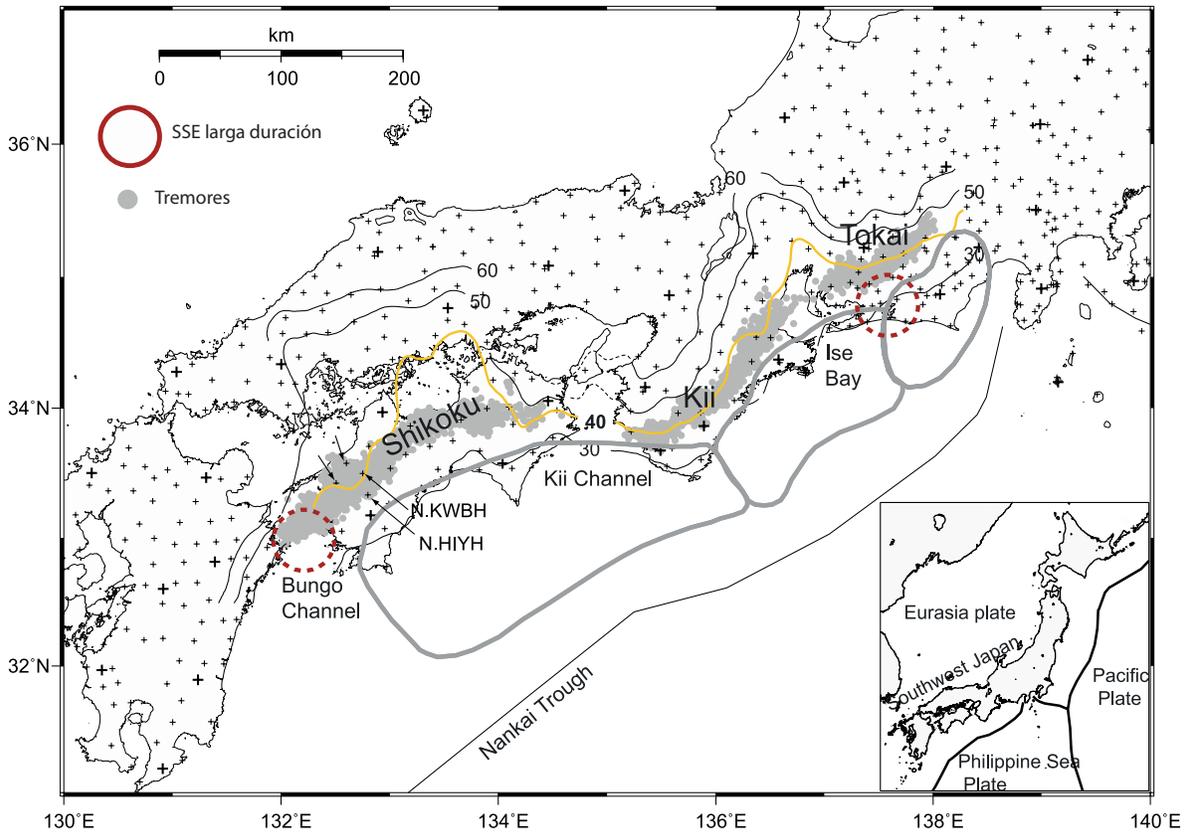


Fig. 2.7 Distribución de tremores y SSEs en Japón. La ocurrencia de SSEs de corta duración corresponden con la ubicación de los tremores en Shikoku, Kii, Tokai. Los SSEs de larga duración se han detectado en Bungo Channel y en Tokai. La línea amarilla indica la profundidad de la placa a 40 km y los contornos grises las regiones de ruptura de grandes sismos de subducción. Las cruces representan las estaciones sísmicas. (Modificada de Obara, 2010)

Con las observaciones tanto en la zona de subducción de Japón como en la de Cascadia se ha determinado que los procesos que controlan los tremores tectónicos y los sismos silenciosos parecen ser bastante parecidos, por lo que se ha adoptado un mismo modelo para ambas zonas que propone que los deslizamientos cuasiestáticos de los sismos lentos inducen el fallamiento de múltiples y pequeñas fuentes que son las responsables de la radiación de las señales de tremores (Gomberg *et al.* 2010).

Además de esta información, las regiones donde se ubican los LFEs corresponden a zonas donde se ha encontrado un valor alto en el cociente V_p/V_s sugiriendo alguna conexión con fluidos (Kurashimo & Naoshi, 2004; Matsubara *et al.*, 2005; Shelly *et al.*, 2006). Yoshioka *et al.* (2008) encontraron que la actividad de LFE en la fosa de Nankai está correlacionada con la tasa de deshidratación del slab encontrada a través del modelado de la zona de subducción. Esto podría explicar de mejor manera el por qué los LFEs en Kyushu no son tan usuales como en otras zonas del suroeste.

2.1.3.3 Otras zonas de subducción

Existen casos, sin embargo, donde los sismos silenciosos han sido detectados geodésicamente sin la presencia de tremores, como en Nueva Zelanda (Delahaye *et al.*, 2009), y la Península de Boso en Japón (Sagiya, 2004; Ozawa *et al.*, 2003, 2007). Esto nos lleva a pensar que la ocurrencia de SSEs no necesariamente conlleva la emisión de tremores.

En la zona de subducción de Hikurangi en Nueva Zelanda, se han observado SSEs desde 2002. Los sismos silenciosos presentan diferentes variaciones a lo largo del rumbo de falla asociadas a las variaciones reológicas y a lo márgenes característicos de subducción.

Los SSEs más profundos en Hikurangi ocurren en la parte sur de dicha región a una profundidad de 25-60 km, con recurrencia de 2 a 6 años, con duraciones de 2 meses hasta un año y magnitudes equivalentes de M_w 6.5-7.0 (Wallace & Beavan, 2006, 2010; Wallace & Eberhart-Phillips, 2013). Los deslizamientos más someros alcanzan los 15 km de profundidad, con duraciones de 1-3 semanas, recurrentes de 1-2 años y con momentos equivalentes de M_w 6.5 a 6.8 (Wallace *et al.*, 2012). Aunque se han detectado algunos tremores en la zona, muchos son disparados por otros eventos sísmicos (Ide *et al.*, 2012) por lo que la relación causal entre SSE y NVT no suele ser tan clara.

En Alaska, durante 1998 y 2001 se detectó que las velocidades seculares en superficie cambian de dirección con respecto a otros periodos de tiempo, fenómeno que se asoció a la ocurrencia de un SSE con duración de 3 años y cuya máxima área de deslizamiento se ubicaba entre 25-40 km de profundidad por debajo de la zona sismogénica (Ohta *et al.*, 2006). Peterson & Christensen (2009) encontraron episodios de tremor originados cerca del límite inferior de profundidad del deslizamiento de SSEs, pero aún no se ha encontrado una asociación de ocurrencia antes, durante o después del sismo silencioso.

En Costa Rica, tres SSEs a principios del 2000 fueron detectados con duración aproximada de 3 semanas cada uno en la región de Nicoya; esta conclusión se basa en observaciones que correlacionaron el flujo de fluido transitorio con tremores (Brown *et al.*, 2005). Brown *et al.* (2005) propusieron un modelo donde el campo poroelástico de

esfuerzos/deformaciones, debido a dislocaciones de tipo “creep” sobre la falla de la interface, forzaba la existencia de un flujo a través de redes de fracturas en el antearco y el basamento oceánico, generando los tremores registradas por sismómetros en el fondo del océano e induciendo un flujo de régimen difusivo a través de sedimentos en la zona somera.

2.2 Sismos silenciosos y tremores no volcánicos en México

2.2.1 Segmento de Oaxaca

Gracias a registros continuos de GPS en Oaxaca, que resultan ser los registros más largos que se tienen del desplazamiento en superficie en México, se ha podido distinguir diez episodios distintos de sismos silenciosos de 1993 a 2007 (Brudzinski *et al.*, 2010).

Para estimar los desplazamientos acumulados en superficie causados por los deslizamientos transitorios, Correa-Mora *et al.* (2008) aplicaron un ajuste hiperbólico tangencial a las series de tiempo para cada estación de GPS. Estos datos posteriormente son utilizados a través técnicas de inversión estándar. Modelando la interface con una malla de elementos finitos, se estimó la distribución espacial del deslizamiento en la interface para los sismos silenciosos de 2004, 2006 y 2007 (Fig 2.8). La geometría de la interface son las propuestas por Pardo & Suarez (1995) y por Franco (2005), obteniendo mejor resolución con la segunda geometría (Brudzinski *et al.*, 2007; Correa-Mora *et al.*, 2008, Correa-Mora *et al.*, 2009).

Los deslizamientos asísmicos en Oaxaca presentan diferencias con los observados en Guerrero, principalmente en profundidad y en la amplitud del deslizamiento. Los eventos modelados en Oaxaca de 2004, 2006 y 2007 tienen una región de origen en común debajo de la zona sismogénica donde los deslizamientos no alcanzan a introducirse en la región donde rompen los grandes sismos y por tanto. Esto supone que los SSEs en Oaxaca no liberan energía acumulada en la parte más acoplada de la zona de subducción (Correa-Mora *et al.*, 2009).

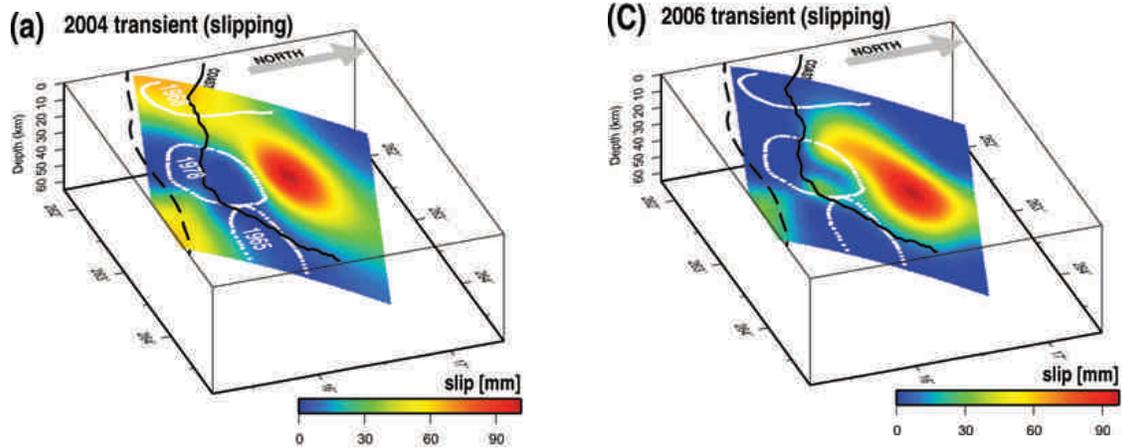


Fig. 2.8 Distribución del deslizamiento acumulado de los SSE de 2004 y 2006.

El SSE de 2006 en Oaxaca al parecer comenzó de 1 a 3 meses antes que en otras partes, a profundidades entre 22 y 35 km y cuyo máximo deslizamiento se ubicó a 160-170 km de la trinchera sugiriendo la existencia de una o más regiones de estos deslizamientos afuera del Gap de Guerrero (Brudzinski *et al.*, 2007; Correa-Mora *et al.*, 2009).

Los resultados del modelo e inversión realizados por Correa-Mora *et al.* (2009) apuntan a que el SSE de Guerrero de 2006 (Abril-Diciembre) es distinto en espacio y en tiempo de los sismos silenciosos debajo de Oaxaca en 2006 (Enero-Mayo) y en 2007 (Febrero-Junio). La región donde ocurren los SSE de Guerrero está separada al menos ~100 km de la región donde inicia la nucleación de los deslizamientos transitorios en Oaxaca. Las conclusiones de los trabajos de Correa-Mora *et al.* (2008, 2009) indican que existen dos fuentes independientes donde se llevan a cabo los SSE en Guerrero y Oaxaca.

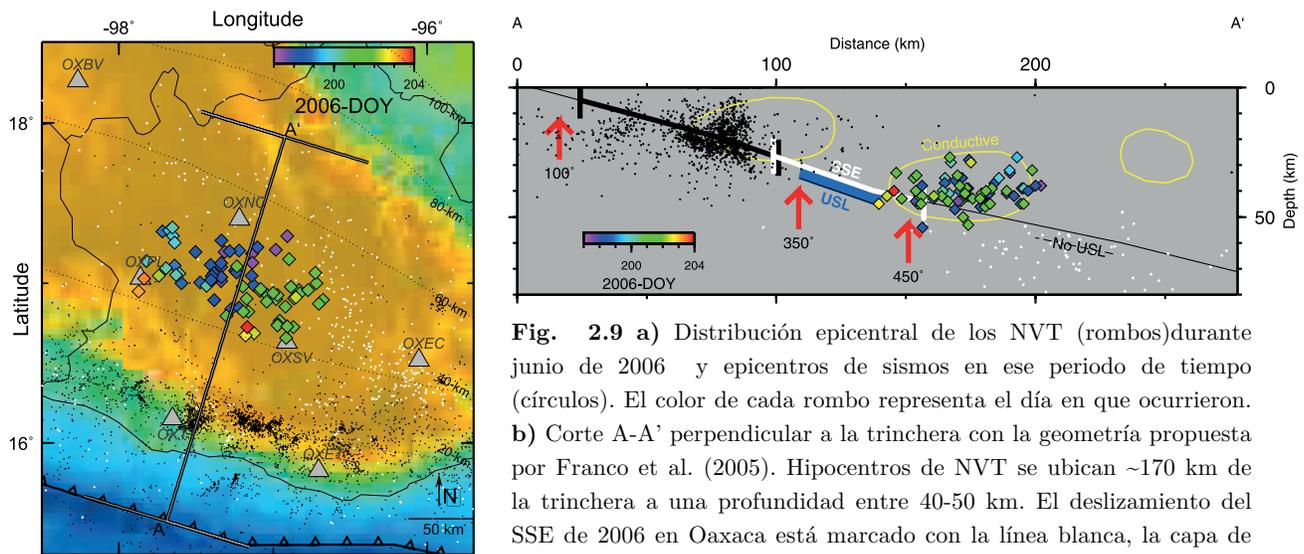


Fig. 2.9 a) Distribución epicentral de los NVT (rombos) durante junio de 2006 y epicentros de sismos en ese periodo de tiempo (círculos). El color de cada rombo representa el día en que ocurrieron. b) Corte A-A' perpendicular a la trinchera con la geometría propuesta por Franco *et al.* (2005). Hipocentros de NVT se ubican ~170 km de la trinchera a una profundidad entre 40-50 km. El deslizamiento del SSE de 2006 en Oaxaca está marcado con la línea blanca, la capa de USL está marcada con una barra de color azul. Círculos amarillos denotan zonas de alta conductividad de acuerdo a (Jödicke *et al.*, 2006). (Tomadas de Brudzinski *et al.* 2010)

De igual manera que en la zona de Guerrero, en Oaxaca se han encontrado episodios persistentes de NVT en el periodo de observación de 2006-2007. Brudzinski *et al.* (2010) examinaron los aumentos de energía en las señales para determinar si esos cambios de amplitud se debían a alguna fuente diferente a la de un sismo normal. Mediante el filtrado de los sismogramas se obtiene la envolvente en el periodo donde se detectan el máximo contenido de energía. Estas envolventes son utilizadas para determinar los tiempos de arribo en las estaciones y observando la coherencia desfase en tiempo de estación a estación eran tomados como arribos de onda S. Esta llegada de los arribos fue utilizada para invertir la localización de la fuente utilizando un modelo cortical de velocidades de onda S (Valdés *et al.*, 1986).

Los hipocentros de los tremores se correlacionan con zonas donde se ha detectado de gran conductividad alta (Jödicke *et al.*, 2006) que, como ha sido mencionado, están asociadas a la liberación de fluidos de la corteza oceánica subducida (Manea *et al.*, 2010). Los episodios de tremor son frecuentes en las zonas más alejadas de la trinchera a ~170-180 km de distancia, llegando a coincidir con una pequeña parte de la capa de ultra baja velocidad observada por Song *et al.* (2010)(Fig. 2.9). Al igual que en Guerrero, el origen de este grupo de tremores se cree que es ocasionado por pequeños SSE que los GPS no pueden detectar.

2.2.2 Segmento de Guerrero

Existen zonas de subducción donde la correlación espacial y temporal de SSE y NVT es muy clara como en los casos de Cascadia y de Japón que ya fueron presentados en las secciones anteriores. Sin embargo, en México, la asociación de estos fenómenos resulta ser más complicada ya que la detección de sismos silenciosos de largo plazo y la ocurrencia de NVT basta para explicar la emisión observada de tremores (Payero *et al.*, 2008; Kostoglodov *et al.*, 2010).

La zona donde se han estudiado estos deslizamientos transitorios se encuentra situada en el suroeste de México, en donde existe la convergencia entre la placas de Cocos y Norteamérica, subduciendo la primera a la segunda con una tasa de ~6 cm/año con dirección hacia ~30° NE (DeMets *et al.*, 1994) y cuyo proceso es el que origina la deformación intersísmica.

Dentro de la zona de Guerrero donde ocurren los SSEs, particularmente nos interesa un segmento de ~150 km a lo largo de la costa donde no ha habido una ruptura sísmica importante por lo menos desde 1911 (*i.e.*, un sismo de subducción de gran magnitud $M_w > 7$) y es lo que conocemos como “la brecha sísmica de Guerrero” o el “Gap de Guerrero” (Singh *et al.*, 1981; Kostoglodov & Ponce, 1994; Pacheco *et al.*, 1997; Pardo &

Suárez, 1995; Suárez *et al.*, 1990) (Fig 2.10).

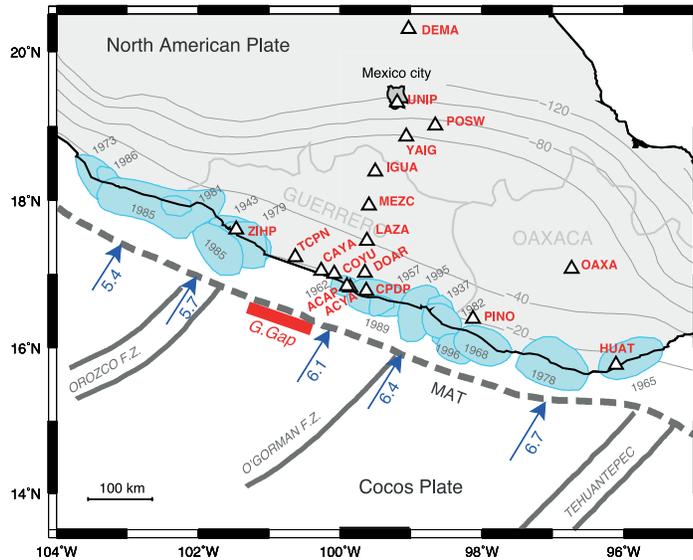


Fig. 2.10 Ubicación del Gap de Guerrero (segmento rojo) y de las zonas de ruptura de grandes terremotos con la ocurrencia de ellos (parches celestes). Las flechas sobre la MAT (Middle-American Trench) indican el movimiento relativo (en cm/año) entre la placa de Cocos y la Norteamericana (DeMets *et al.*, 2010). Triángulos blancos indican la localización de las estaciones GPS y las líneas delgadas grises los contornos de isopropundidad de acuerdo a la geometría de Perez-Campos *et al.* (2008). (Tomada de Radiguet *et al.*, 2012).

Mediante la inversión del SSE de 2002 (Iglesias *et al.*, 2004) se ha sugerido que el segmento plano no está fuertemente acoplado. El bajo acoplamiento ha sido relacionado al metamorfismo mineral de la placa, según estudios térmicos (Manea *et al.*, 2004). El análisis de los datos de GPS (SSE de 2006) y registros de NVT sugiere que el acoplamiento entre las placas de Cocos y de Norteamérica, en Guerrero, disminuye progresivamente con la profundidad de la interface y la distancia a la trinchera (Kostoglodov *et al.*, 2010). De esta manera, al establecerse un cambio gradual en el acoplamiento, se obtiene un cambio del régimen sismotectónico: empezando de la zona somera (10-25 km de profundidad), que es la zona sismogénica, luego la zona de transición (25-40 km) y por último, una zona alejada de la trinchera (~40 km de profundidad) correspondiente a la zona poco acoplada sobre la cual se observa la actividad de NVT.

En lo referente a los sismos silenciosos, en Guerrero se tiene registros de su ocurrencia desde 1998. Su liberación de energía es equivalente a una magnitud de momento sísmico M_w de 7 a 7.5 (Kostoglodov *et al.*, 2003). Este tipo de fenómeno es de larga duración, teniendo un rango de 6 a 14 meses con una recurrencia de aproximadamente 4 años, inferido por eventos posteriores al de 1998 en 2001-2002, 2006 y el último detectado de 2009-2010 (Fig. 2.11). A pesar de presentarse periódicamente, cada evento tiene características espaciales y temporales diferentes (Radiguet *et al.*, 2012).

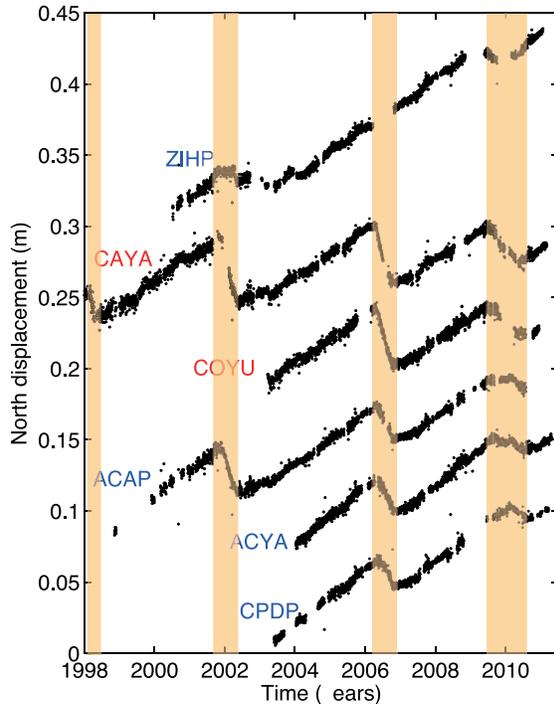


Fig. 2.11 Series de tiempo de la componente norte para estaciones ubicadas a lo largo de la costa (ZIH, CAYA, COYU, ACAP, ACYA, CPDP). Identificación de los sismos silenciosos de larga duración entre 1998-2010 (barras beige) como desplazamientos en sentido contrario al de la convergencia de las placas. (Modificada de Radiguet *et al.*, 2012)

Entre los desplazamientos transitorios observados en la zona de Guerrero, el de mayor duración fue registrado de Julio de 2009 a Septiembre de 2010 (Walpersdorf *et al.*, 2011). A pesar de ser el de mayor duración, los desplazamientos observados en la series de tiempo GPS son de menor amplitud que la de los sismos registrados en los años de 2002 y 2006.

Conocer la distribución del deslizamiento sobre la interface es de vital importancia puesto que así es posible establecer las implicaciones que tienen en la liberación de esfuerzos y por ende, en el ciclo sísmico.

Para poder modelar la distribución del deslizamiento en la interface de los SSEs en México, se ha implementado un modelo directo de dislocaciones en dos dimensiones en un semiespacio elástico (Savage, 1983). A lo largo de una sección vertical y perpendicular a la trinchera, este modelo intenta reproducir los desplazamientos observados en la superficie. Kostoglodov *et al.* (2003) y Vergnolle *et al.* (2010) obtuvieron el grado de acoplamiento de las placas con las observaciones de los desplazamientos en el periodo intersísmico y posteriormente, el deslizamiento acumulado causado por los SSEs de 2002 y 2006 respectivamente. Walsperdorf *et al.* (2011) retoma el uso de este modelo de dislocaciones 2D y realiza lo mismo para los SSEs mencionados incluyendo el SSE de 2009-2010 (Fig. 2.12). La diferencia de cada modelo radica en la geometría de la zona de subducción, que como es de esperarse, es un parámetro importante en la determinación del grado de acoplamiento y de los deslizamientos en cada uno de los segmentos de la interface.

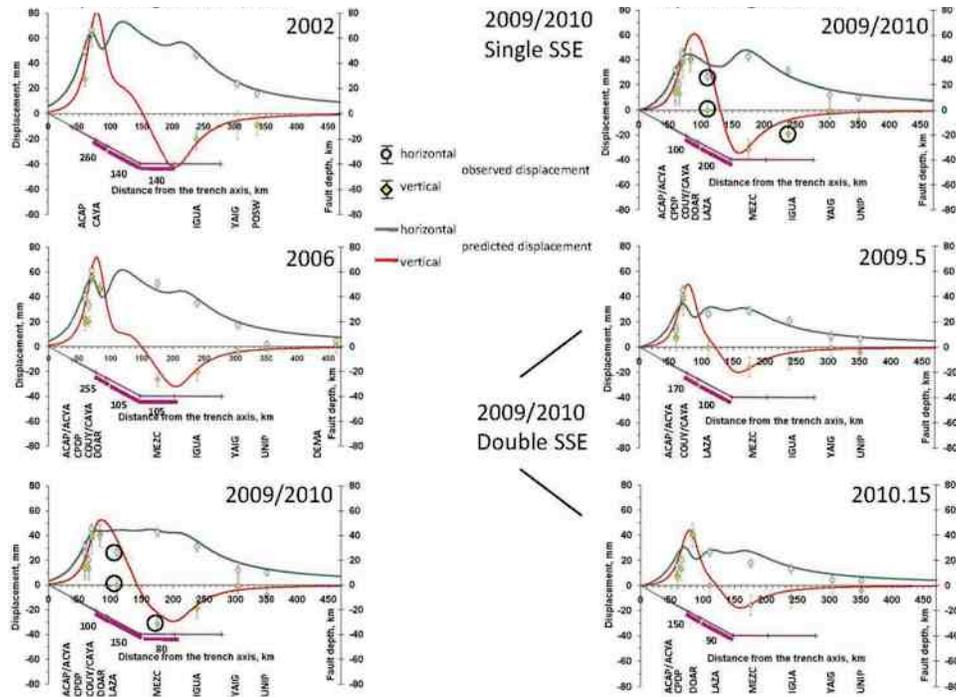


Fig. 2.12 Modelos de dislocación generados en un semiespacio elástico. (Izquierda) Modelos explicando los desplazamientos acumulados en superficie para los SSEs de 2002, 2006 y 2009/2010 mediante la distribución del deslizamiento (líneas púrpuras) en 3 segmentos sobre la interface. (Derecha) Modelos explicando los desplazamientos del SSE de 2009/2010 como un simple evento y como 2 subeventos. (Tomado de Walsperdorf *et al.*, 2011).

Como se observa en la figura anterior, el modelo que mejor se ajusta a los datos observados para todos los SSEs sugiere que el deslizamiento ocurre en la zona de transición (25-40 km de profundidad), aunque cierta parte del deslizamiento alcanza la parte inferior de la zona sismogénica (20-25 km de profundidad). A pesar que no se tiene del todo claro si el deslizamiento del SSE llega a introducirse a la zona sismogénica en Guerrero, es de vital importancia conocer si los SSEs en esta área liberan una parte de los esfuerzos acumulados debido al periodo intersísmico o si los incrementa en la zona sismogénica (Vergnolle *et al.* 2010). La implementación de inversiones más robustas y completas de la zona resulta fundamental para detallar todas las implicaciones que conllevan los deslizamientos causados por los SSEs.

A diferencia del sismos de 2006, el SSE de 2010 presenta una secuencia de deslizamiento más compleja. Walpersdorf *et al.* (2011) y Radiguet *et al.* (2012) observaron que el SSE de 2010 está conformado por dos subeventos. Es decir, el deslizamiento que se presenta se da en dos zonas separadas de la interface pero que se dislocan sucesivamente un subevento tras el otro.

Con la peculiaridad del SSE de 2010, Zigone *et al.* (2012) observaron que el inicio del segundo subevento coincidió con el gran terremoto de Maule (Chile) de M8.8, por lo que propone que este segundo periodo de deslizamiento fue detonado por las ondas telesísmicas generadas por el gran sismo en Chile.

En lo que respecta al los NVTs en el segmento de la zona de subducción de Guerrero, las primeras observaciones fueron realizadas por Payero *et al.* (2008). Estos tremores presentaban un contenido espectral alto, entre 1-8 Hz, con duraciones que varían desde varios minutos hasta horas.

Para la localización de los NVT, Payero *et al.* (2008) utilizaron la técnica de correlación cruzada de la envolvente de los NVT propuesto por Obara en 2002. Este procedimiento permite determinar los tiempos de arribo de ondas S y con ello, mediante un modelo de velocidades de la zona, localizar la fuente del tremor.

El periodo en el que se calcularon las localizaciones de estos NVT corresponde al tiempo en el que estuvo el experimento MASE (Meso-American Subduction Experiment) de 2005 a 2007. Este experimento consistió en un arreglo de sismómetro a los largo de una línea, por lo que no permitió tener una resolución en 3D (*i.e.*, lateral al arreglo) que pudiera dar una estimación adecuada de los hipocentros de los tremores (Kostlogodov *et al.* 2010) y ocasionando que la resolución en profundidad de estas localizaciones no sea lo suficientemente buena. A pesar de ello, las localizaciones a lo largo del arreglo son considerablemente mejores que en profundidad, por lo que los epicentros son adecuados para su análisis.

Debido a las imprecisiones que se tienen para la localización de la fuente de tremor, Kostlogodov *et al.* (2010) propusieron un método en donde se calculaba la energía de la componente norte de los episodios de tremor (*i.e.*, el cuadrado de la velocidad) en una banda de 1-2 Hz para cada estación durante el tiempo que estuvo el arreglo MASE. De esta manera se obtuvo una tendencia espacial y temporal de la energía emitida por los NVT a lo largo de la línea que comprendían las estaciones del arreglo MASE. Los valores máximos en la energía corresponderían entonces, a la localización epicentral de las fuentes de NVT (Fig. 2.13).

Husker *et al.* (2012) propusieron un método de inversión para la localización de epicentros de NVT. A diferencia del procedimiento utilizado por Kostlogodov *et al.* (2010), el método se aplicaba para cada evento de tremor tomando en cuenta ciertas consideraciones como la dispersión geométrica, la atenuación y el efecto de sitio determinado utilizando la coda de eventos regionales (Husker *et al.* 2010).

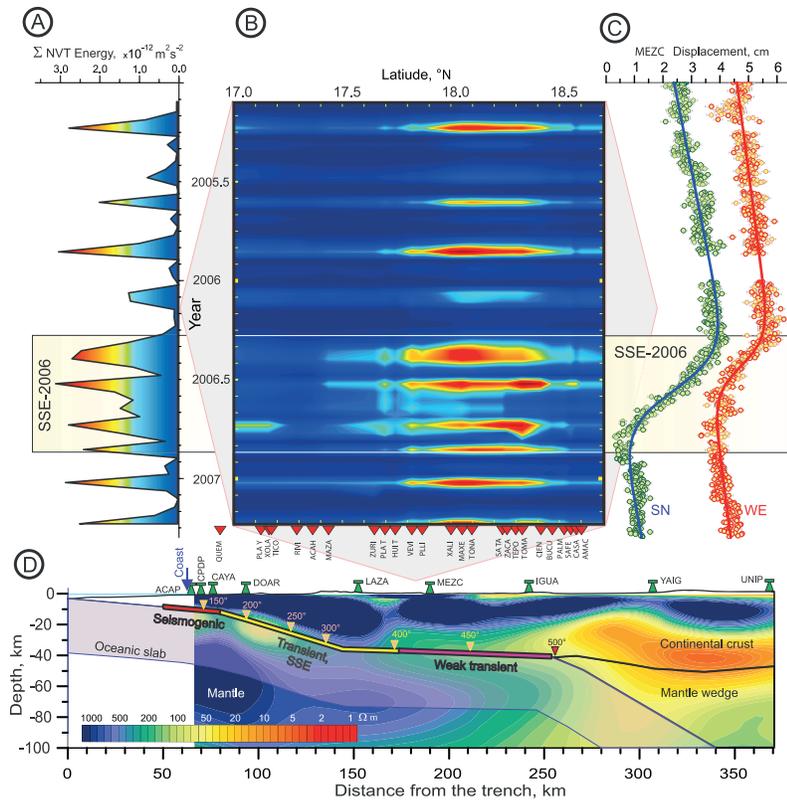


Fig. 2.13 Distribución temporal (a) y espacial-temporal (b) del contenido de energía NVTs muestran una mayor actividad en el periodo de ocurrencia del sismo silencioso de 2006 (c). d) Configuración de la zona de subducción con el modelo de resistividades (Jödicke *et al.*, 2006) de fondo para la comparación de la zona donde ocurren los NVTs espacialmente. (Tomada de Kostoglodov *et al.*, 2010)

La ubicación de los epicentros de NVT que obtuvieron Husker *et al.* (2012) tienen una gran correlación con los estudios anteriores (Payero *et al.*, 2008; Kostoglodov *et al.*, 2010). En particular, existe una zona donde continuamente tienen ocurrencia los tremores. A esta zona, que se encuentra entre 215 km de la trinchera, la denominaron “Sweet Spot” porque ahí se presentan las condiciones adecuadas (*e.g.* temperatura, presión, deshidratación de rocas) para que se produzcan los NVT en los periodos inter-SSE (*i.e.*, sin la necesidad de un SSE de duración larga).

Se han distinguido y localizado episodios de tremor en el “Sweet Spot” (entre ~ 180 y ~ 220 km de la trinchera) con un alto contenido de energía que tienen una recurrencia aproximada de 3 meses (Fig. 2.14) Estos episodios están formados por varios NVT y tienen una duración de algunos días y hasta semanas. Durante el SSE de 2006, la ocurrencia y la duración de estos episodios aumentaron, como puede apreciarse en la Fig. 2.14.

Por otra parte, se localizaron epicentros de NVT entre 150 y 180 km de la trinchera (*i.e.*, al sur del “Sweet Spot”). Estos eventos tienen un bajo contenido de energía y están relacionado con el deslizamiento del SSE de larga duración debido a que estos NVT ocurren simultáneamente con dichos SSEs (Fig. 2.14a) (Husker *et al.*, 2012; 2013).

En relación a los episodios de tremor con alto contenido de energía, estos sugieren que existen SSE de corta duración y de menor magnitud que se llevan a cabo en la zona más alejada de la costa (Husker *et al.*, 2012; 2013). Desafortunadamente se tienen muy pocos registros de desplazamientos en superficie causados por los SSE de corta duración ya que éstos se encuentran cerca del nivel de ruido de las estaciones GPS (Vergnolle *et al.*, 2010). El aumento de episodios de NVT debido al SSE de 2006 sugiere que existe una correlación entre de los SSE de larga duración y los SSE de corta duración, *i.e.*, que el sismo silencioso grande esté detonando de alguna manera los pequeños SSE (Husker *et al.*, 2012; 2013).

En un estudio reciente por Frank *et al.* (2013) , usando la información del arreglo MASE se detectaron y localizaron 15 diferentes familias de LFEs mediante el procedimiento empleado por Shelly *et al.* (2006) de correlación de forma de onda. Mediante el apilado de cada familia de LFEs es posible obtener señales donde se identifiquen de manera clara los tiempos de llegada de las ondas P y S, que posteriormente se utilizaron para la localización de las fuentes.

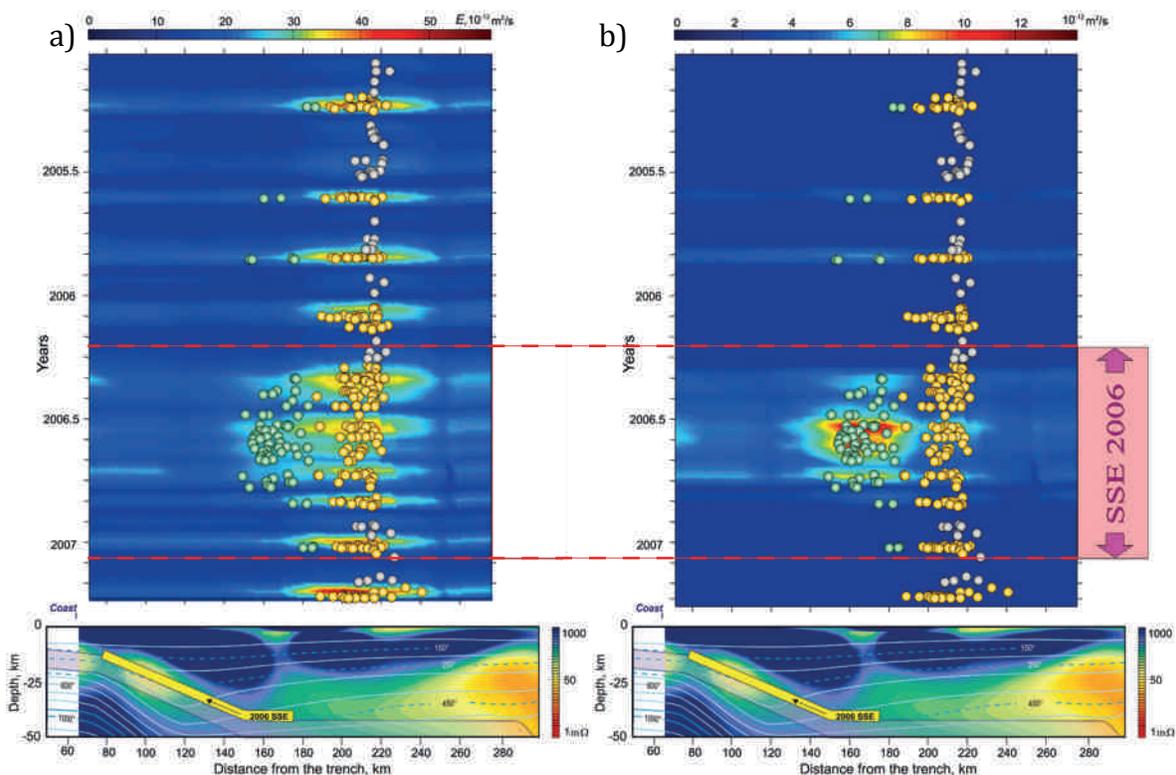


Fig. 2.14 Distribución de la energía y las localizaciones de los epicentros de los NVTs. a) contenido de energía para tremores de alta energía con epicentros ubicados entre 180-220 de la trinchera (círculos amarillos). b) Contenido de energía únicamente para tremores de baja energía, con epicentros entre 150-180 km de la trinchera (círculos verdes). Se muestra un aumento de actividad en el SSE de 2006. Círculos grises denotan tremores persistentes en el “Sweet Spot” (Modificada de Husker *et al.*, 2012).

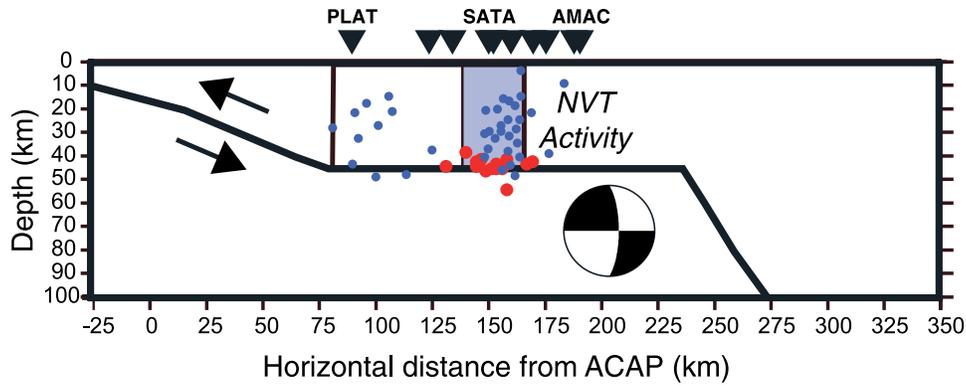


Fig. 2.15 Localización de las familias de LFEs (puntos rojos) debajo del perfil del arreglo MASE. Los puntos azules representan las localizaciones de los tremores obtenidas por Payero *et al.* (2008) y la región sombreada al “Sweet Spot” observado por Husker *et al.* (2012). Las flechas representan la dirección del deslizamiento sobre la interface donde se liberan esfuerzos tectónicos. (Tomada de Frank *et al.*, 2013)

Las fuentes de estos LFEs coinciden con la región del “Sweet Spot” identificada por Husker *et al.* (2012) donde existe una ocurrencia permanente de NVTs. Los hipocentros fueron localizados por Frank *et al.* (2013) a una profundidad de 40-45 km (Fig. 2.15) que corresponde a la ubicación de la interface y la parte superior del slab.

Recientemente, Cruz-Atienza *et al.* (2014) introdujeron un método para determinar, simultáneamente, la localización hipocentral y el mecanismo focal de los NVTs invirtiendo tanto la distribución espacial de su energía como la dirección de polarización del movimiento de partícula. A diferencia de los trabajos anteriores en México, sus resultados muestran que los tremores no-volcánicos están localizados a una profundidad de ~43 km, en una región cercana a la interface de la placas donde también se producen los LFEs (Fig 2.16). Los mecanismos de los NVTs corresponden a dislocaciones horizontales con deslizamientos paralelos a la dirección de convergencia de la placa de Cocos(Fig. 2.17).

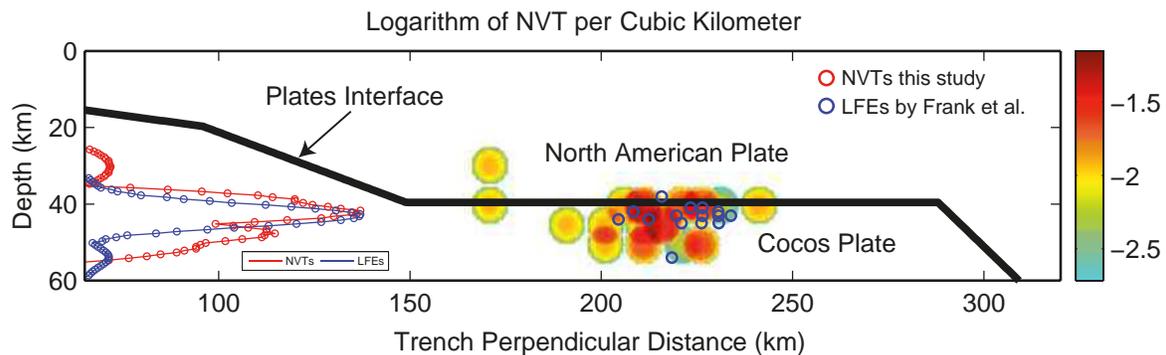


Fig. 2.16 Localizaciones de los NVTs (círculos de colores) usando el método de TREP (*Tremor Energy and Polarization*) y LFEs por Frank *et al.* (2013) (círculos azules) proyectados en una sección vertical perpendicular a la trinchera. En el lado izquierdo, histogramas normalizados para cada tipo de eventos (curvas rojas y azul para NVT y LFEs, respectivamente) (Tomada de Cruz-Atienza *et al.*, 2014).

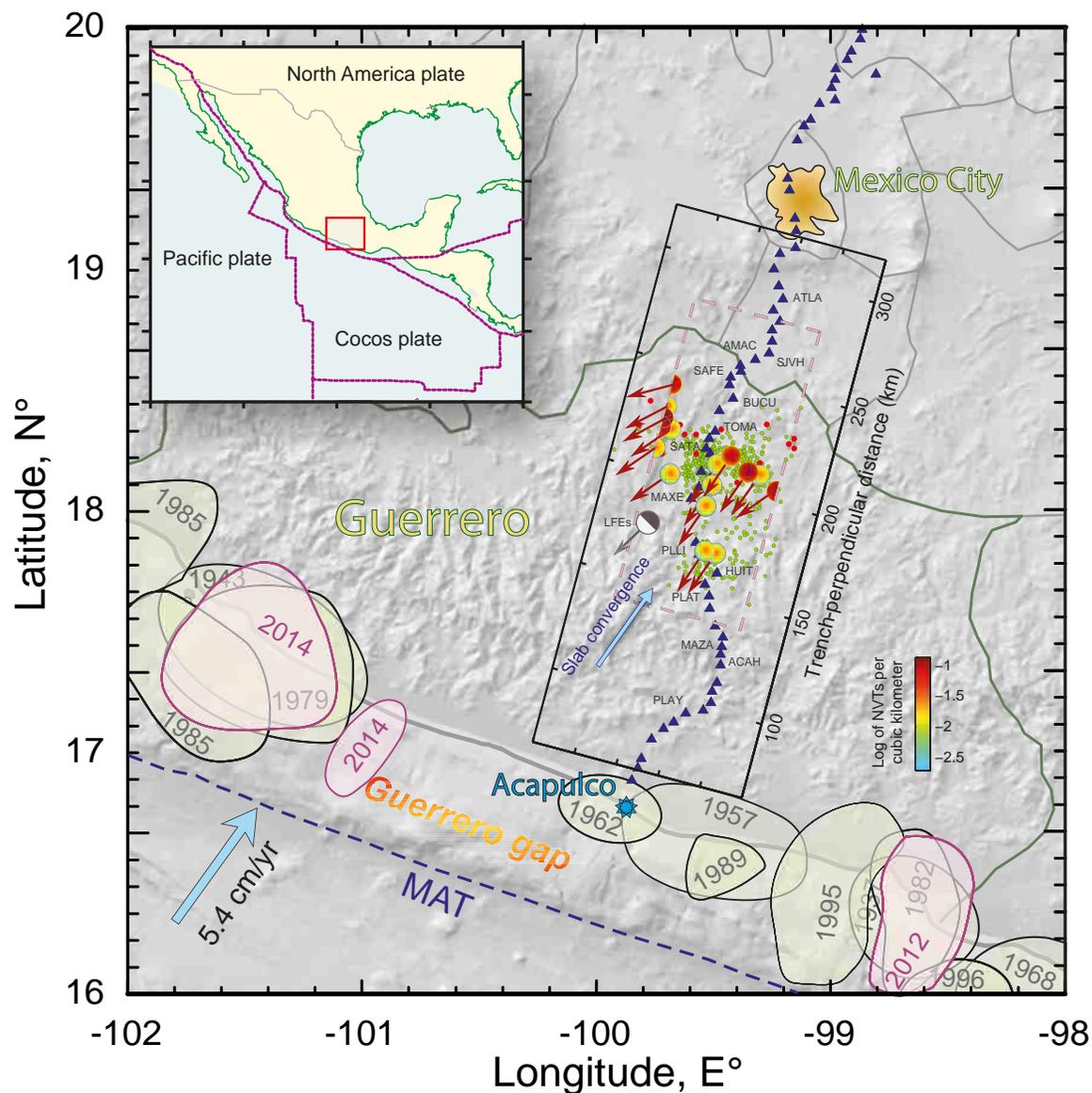


Fig. 2.17 Círculos de colores con flechas rojas representan las localizaciones de los NVT y los mecanismos (*i.e.*, direcciones de deslizamiento) de este estudio. Se muestran también los epicentros de los NVT (círculos verdes) determinados por Husker *et al.* (2012); epicentros de LFE (puntos rojos) con el mecanismo focal (*beach ball* en gris) determinado por Frank *et al.* (2013); el rectángulo en negro encierra el área de estudio junto a las estaciones del arreglo MASE (triángulos azules) (Tomada de Cruz-Atienza *et al.*, 2014).

2.2.2.1 Deslizamientos de los sismos silenciosos de 2006 y de 2009-2010

En la sección pasada se mostraron resultados del deslizamiento acumulado al final de los SSEs. Es decir, sólo se obtiene una imagen de la distribución del deslizamiento final a lo largo del plano de falla que resulta útil para conocer la extensión de los eventos, indicando hasta qué zonas de la parte superior del slab podría penetrar el deslizamiento y su lejanía de la costa. Sin embargo, el deslizamiento final no provee información sobre la evolución de

éste ni de las características cinemáticas del eventos silencioso (*e.g.*, velocidad de propagación, tiempo de inicio, tiempo donde termina el deslizamiento).

El análisis de la propagación del deslizamiento es útil para el entendimiento de los mecanismos físicos responsables de los SSEs, y la posible explicación sobre la relación entre los SSEs y de tremores no volcánicos.

Radiguet *et al.* (2011) desarrollaron un método de inversión para determinar la amplitud y evolución cinemática del deslizamiento a partir de los datos de desplazamiento en las estaciones de GPS de la red permanente (estaciones del SSN).

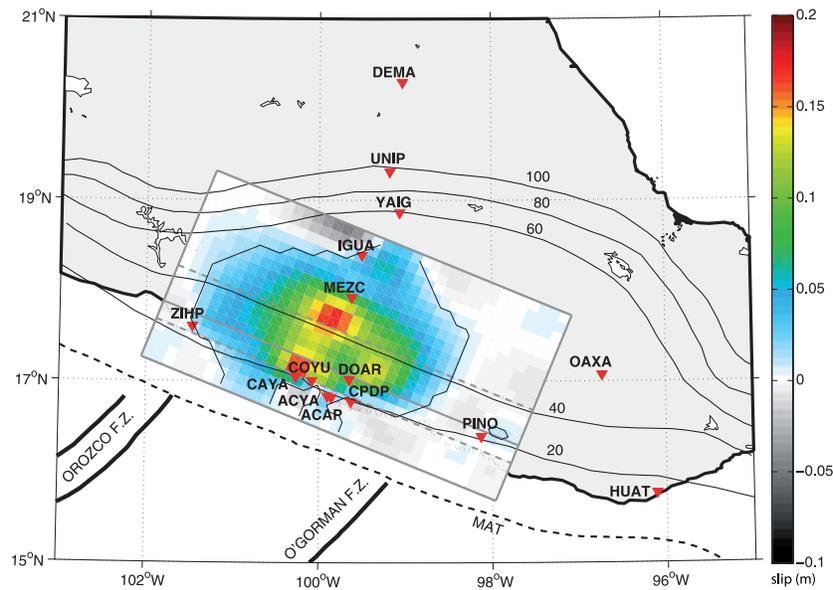


Fig. 2.18 Deslizamiento total acumulado para el SSE de 2006 obtenido a partir de la inversión estática. (Tomada de Radiguet *et al.*, 2011)

Para la obtención de la amplitud total del deslizamiento sobre el plano de la interface, éste se dividió en pequeñas subfallas. Se utilizaron los datos de desplazamientos acumulados en superficie y mediante un algoritmo de mínimos cuadrados para problemas lineales se resuelven los parámetros de la inversión (*i.e.*, los deslizamientos en cada subfalla). Con este procedimiento se obtiene un resultado estático de la distribución del deslizamiento al final del sismo silencioso (Fig. 2.18)

Para la evolución temporal de los SSEs, Radiguet *et al.* (2010) propusieron que ésta podía modelarse mediante una función de deslizamiento particular para cada subfalla determinada por 4 parámetros: el tiempo de inicio del deslizamiento t_0 , el tiempo de “asenso” acelerado t_1 , el tiempo de asenso desacelerado t_2 , y la amplitud del deslizamiento final S_0 obtenido en el paso de anterior (Fig. 2.19).

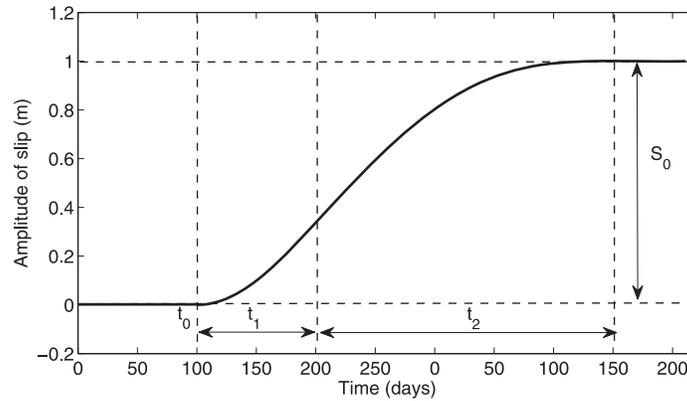


Fig. 2.19 Parametrización de la función de deslizamiento (Tomada de Radiguet *et al.*, 2011).

Los datos originales de las estaciones GPS fueron modificadas sustrayendo la tendencia lineal del desplazamiento originado por el periodo intersísmico de tal manera que el desplazamiento visto en superficie correspondiera solamente a los deslizamientos transitorios de los SSEs. Además realizaron una interpolación a los datos y se aplicó un filtro pasa bajas. Al final de este pre-procesado, las curvas de desplazamiento en cada GPS forman los datos que se introducen en la inversión.

Es importante mencionar que el arreglo de estaciones GPS que proporcionan los datos de los desplazamientos, es insuficiente para obtener la mejor resolución en toda el área que abarca el estudio. A pesar de ello, en las áreas central y más somera del plano de falla, la inversión provee información confiable como puede apreciarse en la prueba de restitución de la . La zona donde obtendremos el campo de deformaciones (como se verá en el capítulo 4), corresponde a la parte central donde existe confiabilidad en los datos de deslizamiento obtenidos (Fig 2.20).

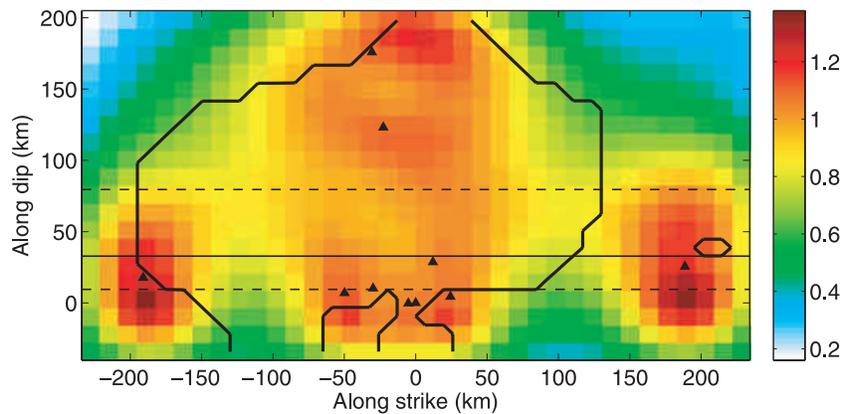


Fig. 2.20 Matriz de restitución. La línea negra indica el contorno donde están distribuidos los deslizamientos del SSE-2006 (Tomada de Radiguet *et al.*, 2011).

Con la metodología de inversión mencionada, Radiguet *et al.* (2011, 2012) obtuvieron el deslizamiento total sobre el plano de falla y la evolución temporal del deslizamiento como se aprecia en las figuras Fig. 2.21 y Fig. 2.22 respectivamente.

Para el SSE de 2006, la nucleación del deslizamiento comienza a una profundidad de 40 km en la zona de transición ubicada al oeste del Gap de Guerrero. Posteriormente, la ruptura se propaga de donde se inició hacia el sureste hasta la parte este del estado de Guerrero con una velocidad aproximada de 0.8 km/d que explica de mejor manera las observaciones de la amplitud y dirección de los desplazamientos en superficie.

En lo que respecta al SSE de 2010 resulta ser un fenómeno más complejo ya que consta de dos subeventos de deslizamiento cuyo inicio varía espacialmente. Como puede observarse en la Fig 2.19b, la nucleación del deslizamiento en la interface del primer subevento se localiza en la parte noroeste del estado de Guerrero iniciando en Mayo de 2009 y para el segundo subevento, el deslizamiento comienza a finales de Febrero de 2010 ubicándose en la parte sureste de Guerrero. El inicio del segundo subevento coincide con la ocurrencia del gran terremoto de Maule en Chile (2010) que sugiere sea el causante de detonar este subevento (Zigone *et al.*, 2012).

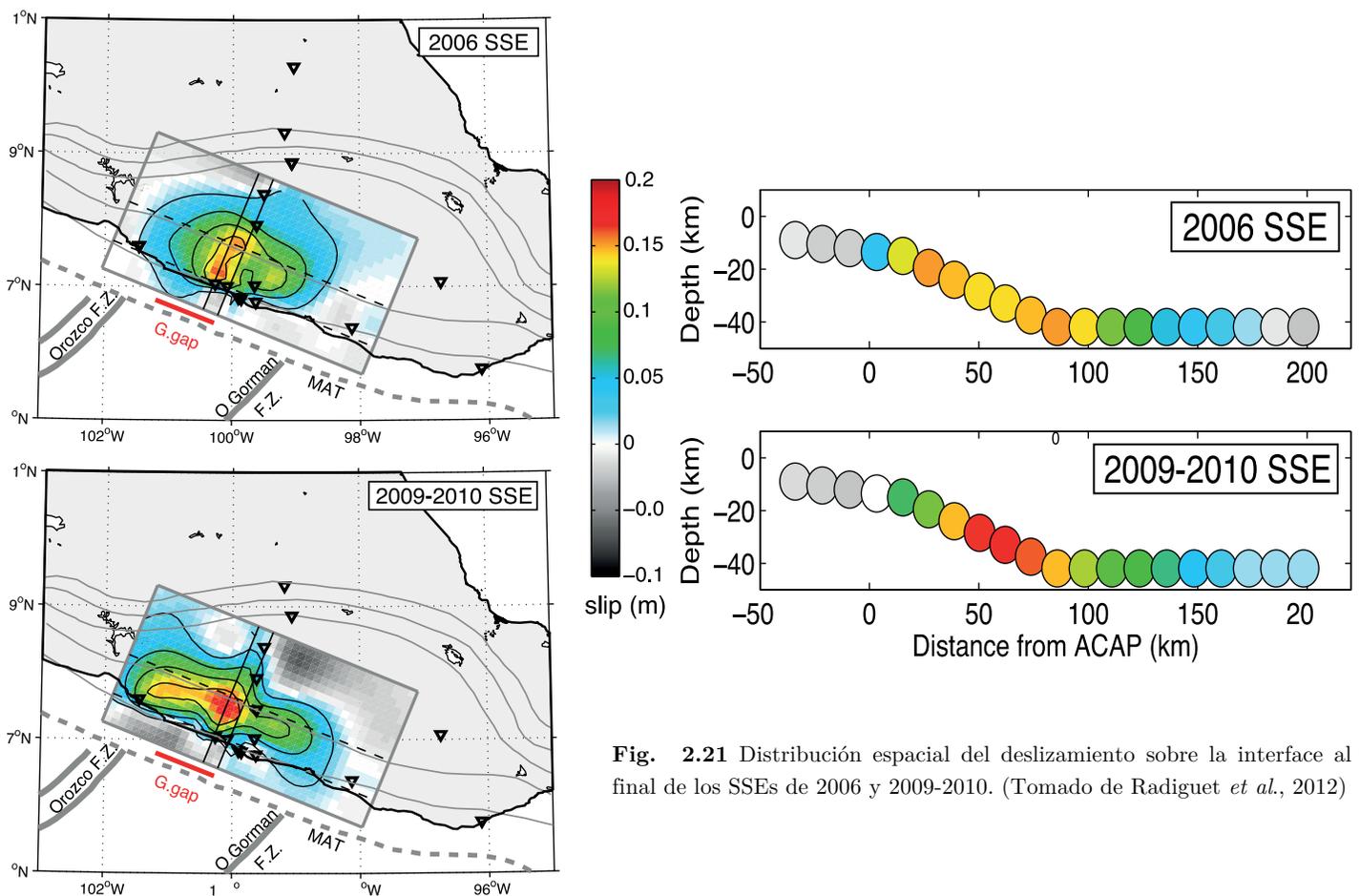


Fig. 2.21 Distribución espacial del deslizamiento sobre la interface al final de los SSEs de 2006 y 2009-2010. (Tomado de Radiguet *et al.*, 2012)

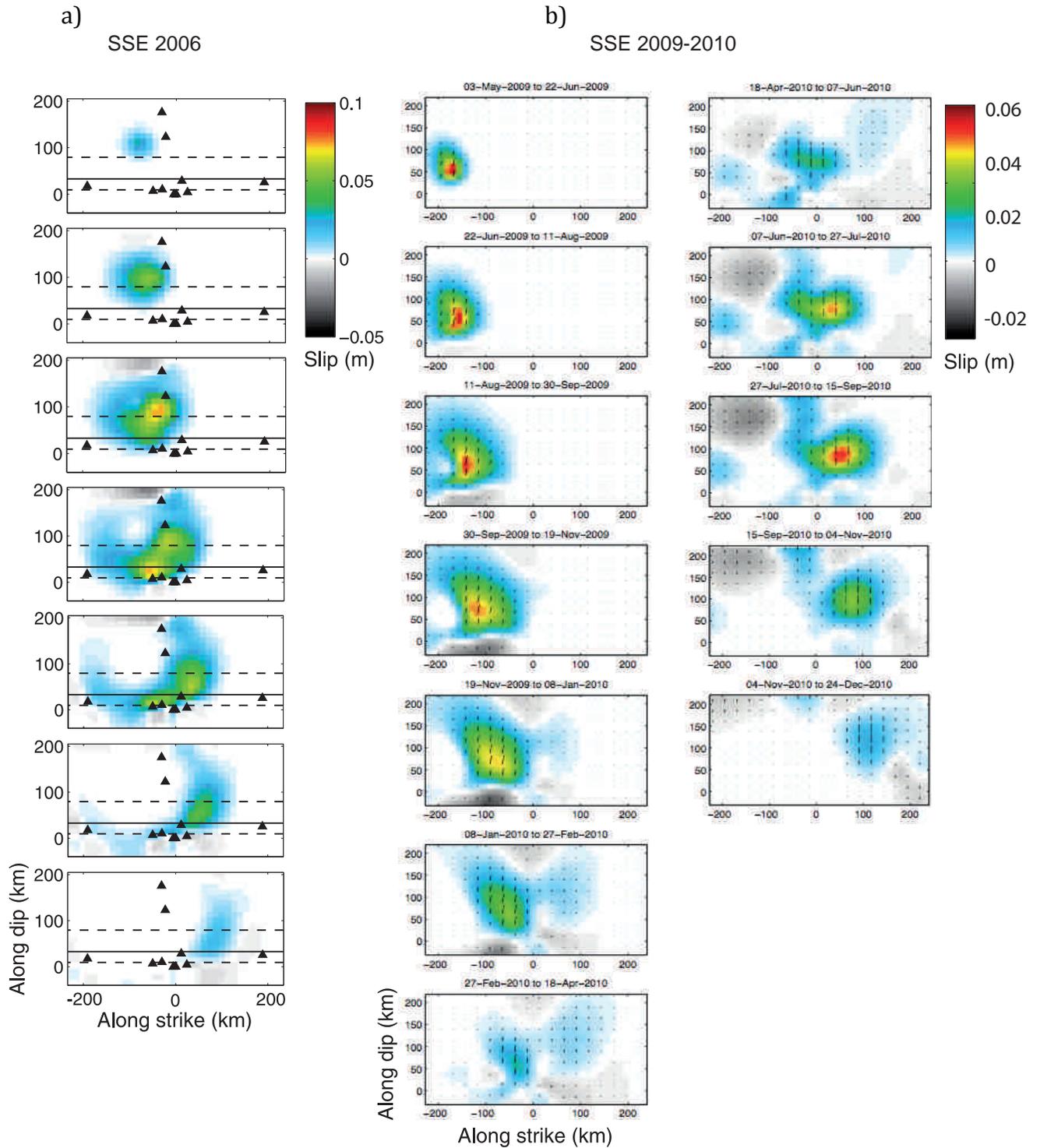


Fig. 2.22 Evolución temporal del deslizamiento sobre el plano de la interface para el SSE de 2006 (a) y 2009-2010 (b). Cada columna de la figura (b) representan los dos subeventos del SSE de 2009-2010. (Modificado de Radiguet *et al.*, 2011, 2012)

2.3 Zona de Subducción en Guerrero

2.3.1 Geometría y características de la Zona de Subducción en Guerrero

La geometría de la zona de subducción en el segmento de Guerrero ha sido evaluada usando diferentes métodos, *e.g.*, modelando las anomalías gravimétricas (Kostoglodov *et al.* 1996), localización de hipocentros (Pardo & Suarez 1995) y recientemente gracias al Experimento de Subducción de Mesoamérica (MASE), fue posible determinar las características geométricas de la interface entre las placas de Cocos y Norteamericana mediante el uso de funciones de receptor (Kim *et al.*, 2010, Perez-Campos *et al.*, 2008).

La corteza oceánica empieza a sumergirse con un ángulo de 15° de manera casi perpendicular a la costa (*i.e.*, con orientación hacia el NE) a lo largo de 80 km alejado de la costa de Acapulco y después adquiere un comportamiento horizontal a lo largo de 200 km hacia el Cinturón Volcánico Transversal Mexicano (TMVB por sus siglas en inglés), debajo de él, en el antearco, o bien, lo que conocemos como la cuña corteza-manto, el slab va adquiriendo una inclinación de 75° con una distancia aproximadamente de 500 km hacia el manto (Pérez- Campos *et al.*, 2008 y Kim *et al.*, 2010).

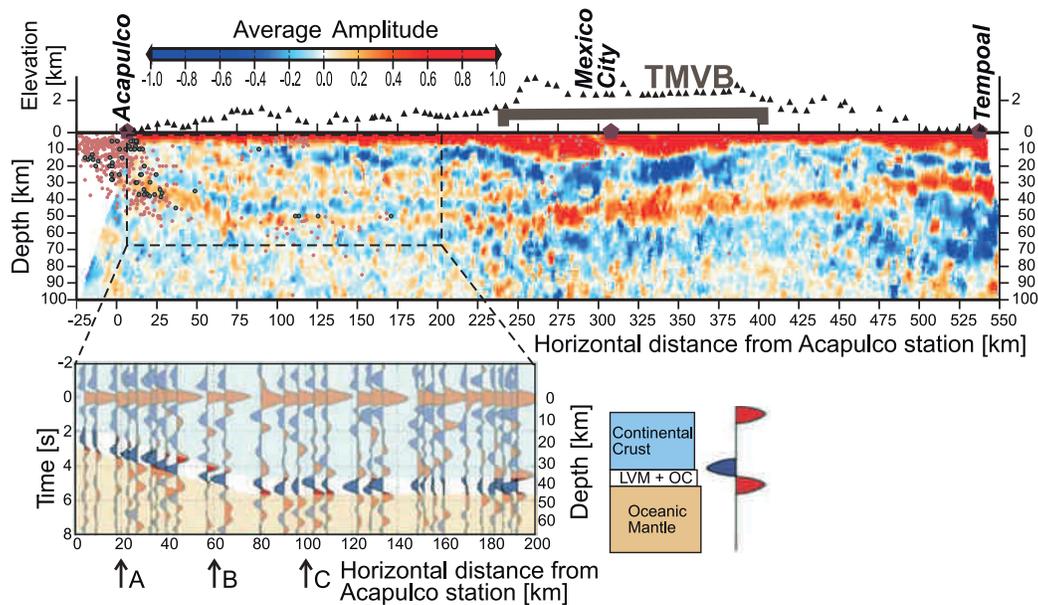


Fig. 2.23 Modelo obtenido mediante el uso de funciones de receptor, donde se puede apreciar la parte horizontal del slab a una profundidad de 40 km y sobre esta zona el cambio de polaridad en las amplitudes indicando una capa delgada de baja velocidad sobre la corteza oceánica. (Tomada de Perez-Campos *et al.*, 2008)

Como es mostrado por Pérez- Campos *et al.* (2008) (Fig 2.23), la geometría del slab en la parte central de México es casi plana y horizontal a una profundidad somera alrededor de los 40 km. Sobre esta zona de la interface, se aprecia una transición distintiva en las amplitudes de las funciones receptor que va de una amplitud negativa, a una positiva. Esta característica es relacionada a una capa delgada de baja velocidad que se encuentra entre la corteza continental inferior y la corteza oceánica (Kim *et al.*, 2010, Song *et al.*, 2009).

Sin embargo las observaciones que se han realizaron de GPS (Franco *et al.*, 2005) e inversión de datos de GPS para el sismo silencioso de 2002 y de 2006 (Iglesias *et al.*, 2006; Kostoglodov *et al.*, 2010) sugieren que este segmento horizontal no presenta una unión lo suficientemente fuerte entre las placas. Con las observaciones y estudios térmicos para esta parte de la zona de subducción, Manea *et al.* (2004) sugieren que este débil acoplamiento puede deberse al metamorfismo que presentan los minerales que se encuentran en la zona del slab, relacionando una capa de baja velocidad y presumiblemente baja viscosidad en la interface, razón por la cual no se tiene observaciones de grandes sismos en esta zona horizontal del slab.

Los modelos térmicos más importantes han sido generados para perfiles que abarcan desde la trinchera en la zona de Acapulco hasta la Ciudad de México, no todos incluyen las variaciones generadas por fenómenos mecánicos (Curie, 2002; Manea *et al.*, 2004; Manea & Manea, 2010).

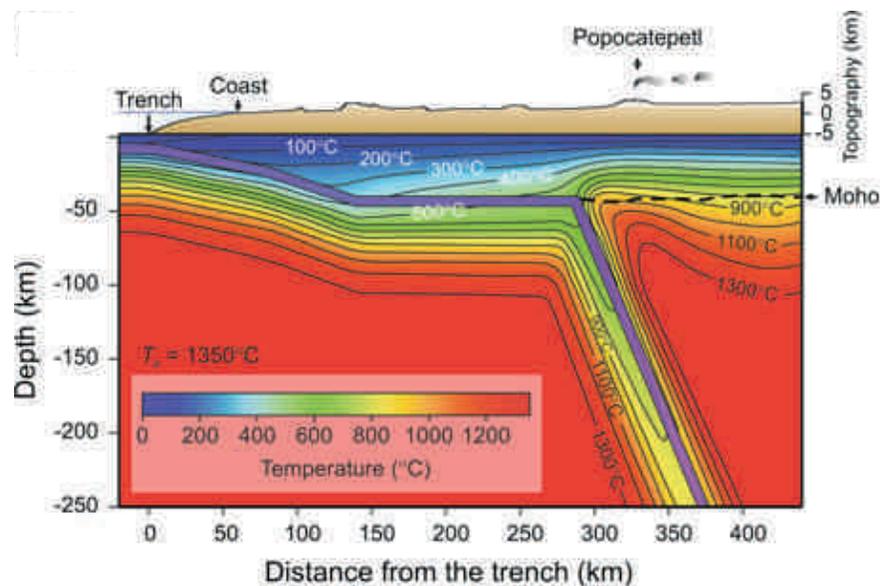


Fig. 2.24 Modelo térmico obtenido a partir de la solución de ecuación de transferencia de calor y de las propiedades térmicas y mecánicas de la zona de subducción. La geometría del slab (segmento morado) es el propuesto por Pérez-Campos *et al.*, 2008. (Tomada de Manea *et al.*, 2011)

La temperatura controla la ubicación de segmentos de acoplamiento y en estudios recientes como el de Manea *et al.* (2004, 2010), se analizan estas zonas mecánicas, como lo es el trayecto que va de los 180 a los 220 km alejados de la trinchera, donde se encuentra un acoplamiento que ha sido inferido mediante observaciones en estaciones GPS. Con el modelo elaborado por Manea & Manea (2010) las temperaturas en esta zona van de los 100°C a los 150°C (zona sísmogénica acoplada) y 450°C (zona de transición) (Fig. 2.24). Se atribuyen temperaturas bajas a la zona sísmogénica acoplada debido a la presencia de sedimentos que actúan como lubricantes (Manea *et al.* 2004).

2.3.2 Capa de baja velocidad y valores anómalos V_p/V_s

Gracias a las observaciones sísmológicas hechas a partir de 2006 a lo largo del arreglo MASE (MASE, 2007), se pudieron determinar características importantes de la zona de subducción. Kim *et al.* (2010), mediante la inversión de las amplitudes y los tiempos de fases convertidas de funciones de receptor, produjo un detallado mapa con las propiedades sísmicas (*i.e.*, cocientes V_p/V_s , cocientes de Poisson, impedancias) de la corteza oceánica de la placa de Cocos tanto en su parte superior como inferior, así como la determinación del espesor de cada una de ellas.

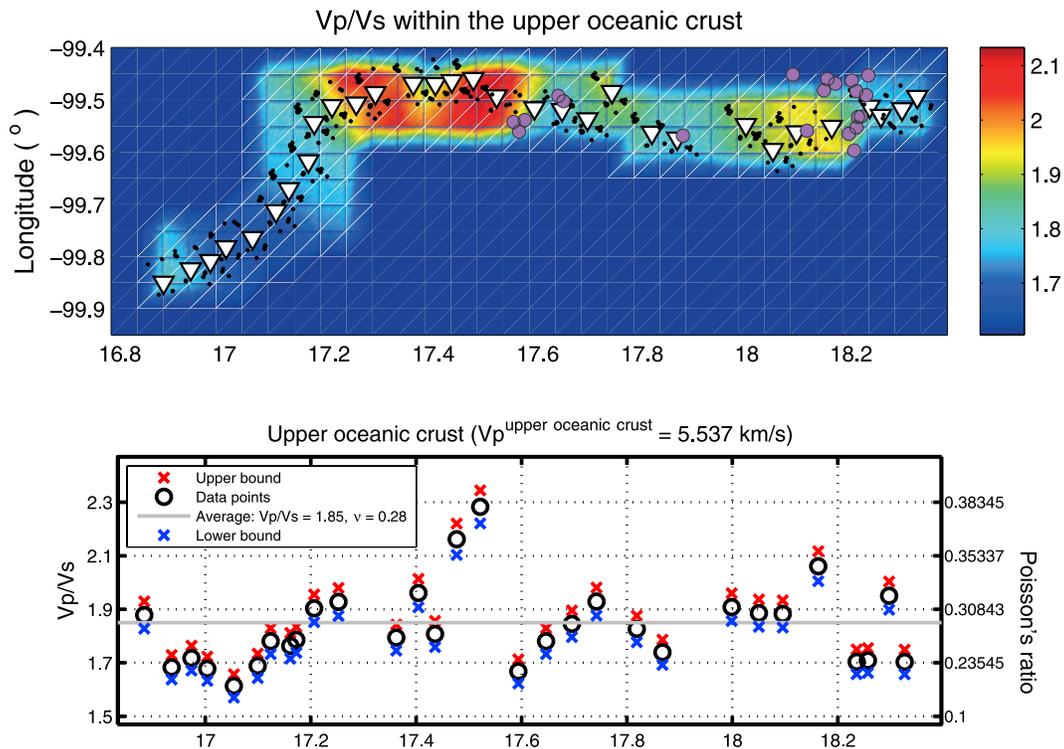


Fig. 2.25 Valores anómalamente altos de V_p/V_s en la parte superior de la corteza oceánica. Arriba, distribución espacial de los valores. Los triángulos blancos representan las estaciones del arreglo MASE y los círculos morados los epicentros de NVTs. Abajo, cocientes V_p/V_s (eje de la izquierda) y de Poisson (eje de la derecha) con respecto de la latitud de las estaciones (Tomada de Kim *et al.*, 2010).

Al realizar el análisis de las velocidades obtenidas, el cociente V_p/V_s y de Poisson presentaban valores anómalamente altos en la zona debajo de la interface de las placas (Fig. 2.25) debido a las bajas velocidades de la onda S en la corteza oceánica superior, en el *kink* y principalmente en donde la geometría presenta un comportamiento horizontal y casi plano. Estos valores tan altos en la parte subhorizontal del slab a ~40 km de profundidad sugieren la presencia de agua que se encuentra libre y por lo tanto de un continuo proceso de deshidratación y serpentinización.

El espesor en la corteza oceánica superior es dependiente principalmente del valor de la velocidad de la onda S al realizar la inversión, ya que tendría que tener un mayor espesor a medida que la velocidad de la onda S aumenta, de acuerdo a lo anterior entre las inversiones que Kim *et al.* (2010) se obtuvieron diferentes combinaciones: 3 km de espesor para una velocidad de onda S de 2.6 km/s, 4 km para 2.7 km/s, y 5 km para 2.8 km/s.

La corteza oceánica superior es altamente heterogénea, y entre sus componentes se encuentran minerales débiles (en su mayoría metamórficos) con contenido de agua mayormente en la parte del límite superior a comparación de la corteza oceánica inferior que presenta pocas o ninguna alteración relacionándola con una posible composición gabrónica (Kim *et al.*, 2012).

Estudios recientes sobre los deslizamientos lentos y los tremores tectónicos asociados en Cascadia y en Japón, apuntan a la existencia de fluidos cerca de la interface de las placas (Audet *et al.*, 2009; Rubinstein *et al.*, 2010). Particularmente se sugiere que una de las posibles fuentes de los tremores no volcánicos se deba al transporte de fluidos o procesos que los involucren en la interface y por arriba de ella (Rubinstein *et al.*, 2010).

Song *et al.* (2009) realizaron observaciones de conversión de ondas telesísmicas SP en la zona debajo de la parte central de México, cuya reflexión en la parte superior de la placa de Cocos se debe a una capa de ultra baja velocidad (USL, “*ultra slow layer*”) que varía espacialmente de 3 a 5 kilómetros con una velocidad de onda S de 2.0 a 2.7 km/S. Con modelos sintéticos de la forma de onda se llegó a la conclusión que si se introducía una capa de baja velocidad (*i.e.*, 22 km de espesor y velocidad de onda S de 7.5 km/s) debajo de USL se podía reproducir de mejor manera la forma de onda observada en una de las estaciones. En la Fig. 2.26 se observa de con mayor detalle los sintéticos tomando en cuenta las diferentes capas propuestas y su grado de correlación con los datos observados.

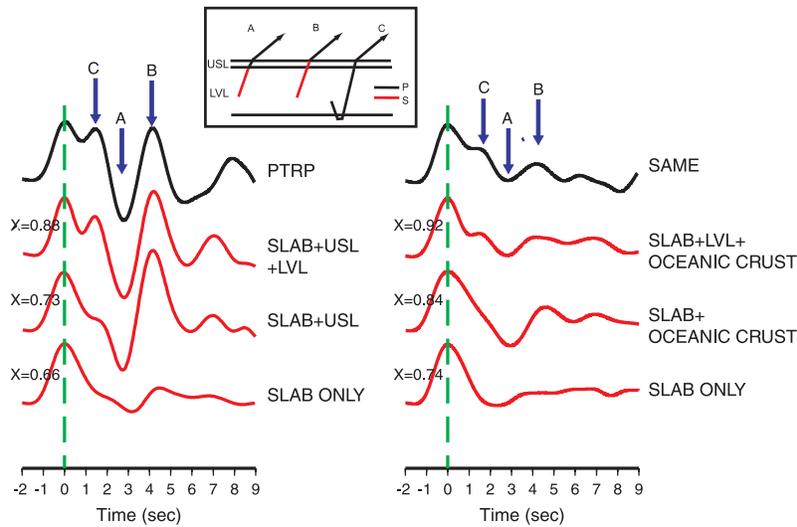


Fig. 2.26 Comparación de las formas de onda sintéticos y los observados, donde en cada renglón se muestra el modelo introduciendo las capas de baja y ultra baja velocidad, y la correlación (X) que presentan con las observaciones. (Tomada de Song *et al.*, 2009)

Con estas observaciones, la USL podría representar que la corteza oceánica o parte de ella está saturada de fluidos, formando una capa con alta presión de poro, con una porosidad cercana de 2 a 3.5%. Estas estimaciones son consistentes con estudios de resistividad eléctrica (200 ohm-m) realizados sobre la parte superior de la corteza oceánica mediante estudios magnetoteléuricos en la parte sur de México (Jödicke *et al.*, 2006).

Se encontró que la USL está confinada dentro de los 150 km a partir de la costa (Song *et al.*, 2009) donde se tiene suficiente información del slab y además donde eventos de SSEs están bien documentados. Tanto la capa como los eventos, son localizados en regiones donde la temperatura varía de 350 y 450 °C (Manea *et al.*, 2004).

En la Fig. 2.27 (Song *et al.*, 2009) se puede observar la ubicación de la zonas con presencia de la capa de ultra baja velocidad y la correlación con la zona de donde se tiene información que ocurren los sismos silenciosos.

Con toda la información recabada, la existencia de una capa de alta presión de poro provee una explicación natural para la ocurrencia de SSE y de NVT debido a que se esperarían grandes reducciones en los esfuerzos normales efectivos sobre la interface de las placas, originando desplazamientos lentos y episódicos, y el desencadenamiento de tremores en la zona del slab y en la corteza terrestre.

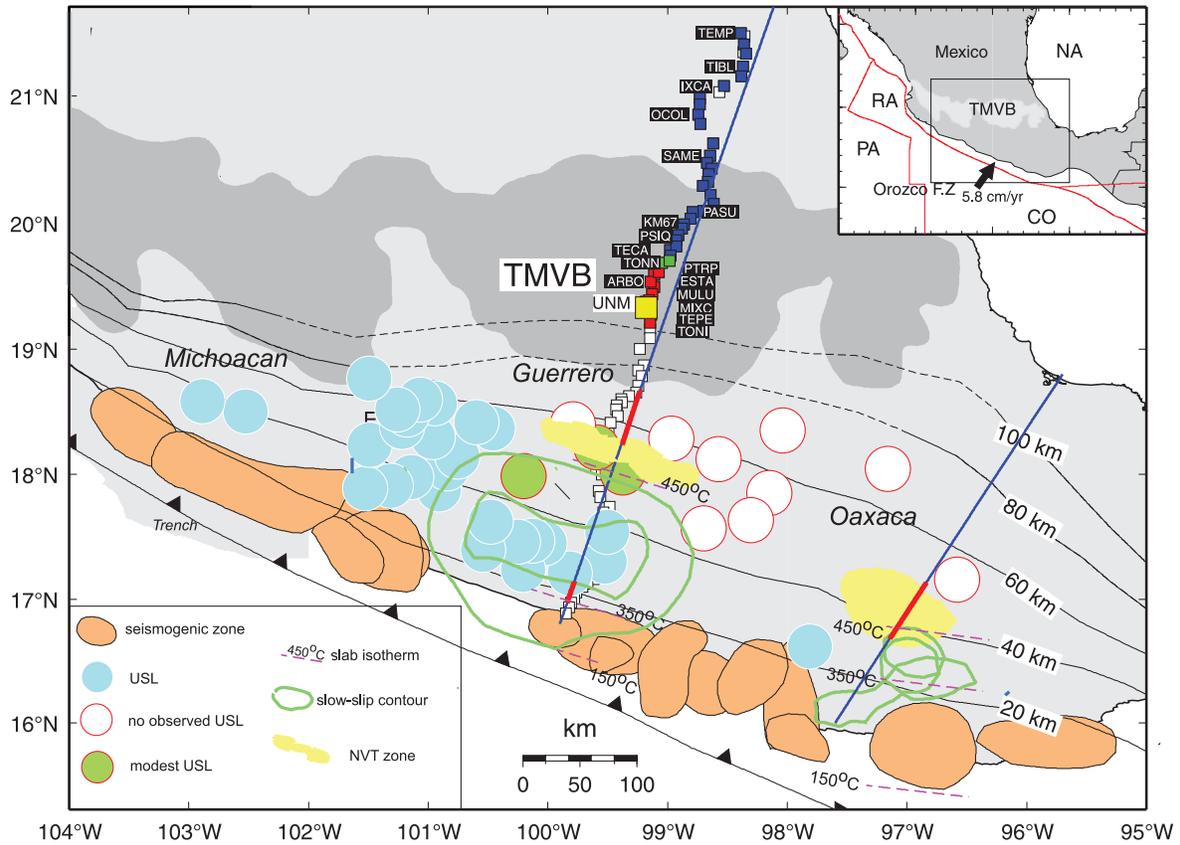


Fig. 2.27 Distribución de la capa de ultra baja velocidad, es interesante observar como las regiones donde está presente esta capa coinciden con las observaciones de SSE (contornos verdes) y una parte de la región de NVT (área amarilla) (Modificada de Song *et al.*, 2009)

2.3.3 Experimentos de laboratorio asociadas a valores altos de V_p/V_s

Los valores anómalos del cociente V_p/V_s en la zona de subducción en Guerrero, también han sido observados en las zonas de subducción de Cascadia y del sur-oeste de Japón (Audet *et al.*, 2009; Rubinstein *et al.*, 2010). Estos valores altos han sido encontrados en las capas de baja velocidad en el slab a profundidades de entre 25-40 km. Para el caso de Cascadia, se encontraron valores de V_p/V_s de 2.35 ± 1.0 (Peacock *et al.*, 2011), que corresponden a valores más altos a los registrados en la zona de subducción en Guerrero.

Gracias a pruebas de laboratorio realizadas a diferentes tipos de rocas (Christensen, 1996), sometidas a diferentes presiones de confinamiento y con cambios en la presión de poro se ha podido esclarecer relaciones entre las características de las rocas y los valores del cociente de V_p/V_s .

Para diferentes rocas secas, se realizaron mediciones en el cociente V_p/V_s para un amplio rango de tipos de roca en función de su contenido de SiO_2 , bajo una presión de confinamiento de 1 GPa. Se experimentó con una gran variedad de rocas que van desde las

ígneas hasta las metamórficas que se encuentran regularmente en diversas configuraciones tectónicas de las zonas de subducción. Ninguna de las rocas en esas condiciones se aproxima a los valores obtenidos de V_p/V_s en Cascadia y en México (Fig. 2.28).

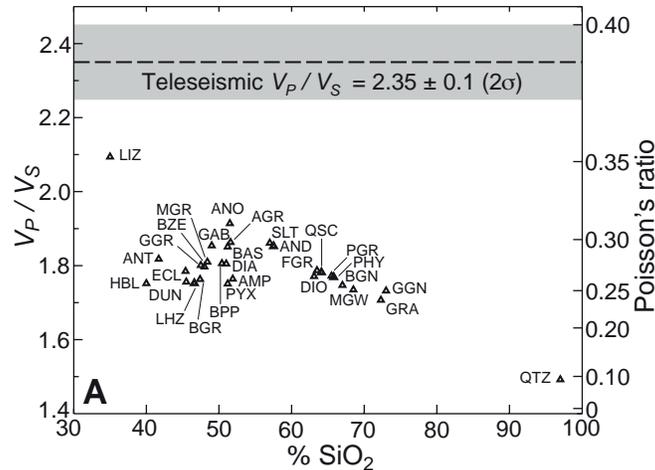


Fig. 2.28 Mediciones de laboratorio para el cociente V_p/V_s para un amplio rango de tipos de roca en función de su contenido de SiO_2 , bajo una presión de confinamiento de 1 GPa. (Tomada de Peacock *et al.*, 2011)

Las variaciones de V_p/V_s están relacionadas principalmente por los cambios en la velocidad de onda S, cuyas mediciones se pueden ver afectadas por la porosidad de la roca y la presencia de fluidos reflejada en los cambios en la presión de poro (P_p) que se tenga. En rocas cristalinas esta porosidad se da debido a microfracturas y los bordes en los granos que la conforman (Peacock *et al.*, 2011). Estas microfracturas tienden a cerrarse o a mantenerse abiertas dependiendo de la presión de confinamiento a la que se someta la roca y a la presión de poro que pueda encontrarse dentro de ella (Christensen, 1989).

En otro estudio de propiedades físicas de las rocas, Christensen midió la V_p y la V_s en relación a la presión de confinamiento (P_c) y a la presión efectiva (P_e), *i.e.*, la diferencia entre la presión de confinamiento y la presión a la que se encuentra un fluido en poros. La única manera de mantener estas microfracturas abiertas, es teniendo una presión efectiva baja, es decir, que exista un fluido dentro de estas fracturas que haga que la presión de poro aumente.

En la siguiente imagen (Fig. 2.29), para el caso de una roca granítica, la curva muestra una reducción en los valores de V_p/V_s conforme la presión de confinamiento va en aumento. Se puede observar que llegando a un valor de $P_c > 100$ los valores de V_p/V_s permanecen constantes y bajos reflejando que las pequeñas fracturas de la roca tienden a cerrarse. La única posibilidad de que los valores de V_p/V_s se mantengan altos a pesar de que la presión de confinamiento vaya en aumento, es que las microfracturas permanezcan abiertas, para ello debe existir la presencia de fluidos dentro de los poros interconectados ocasionados por estas microfracturas, y con presiones cercanas a las de confinamiento de

tal manera que la presión efectiva tienda a ser cero o muy baja.

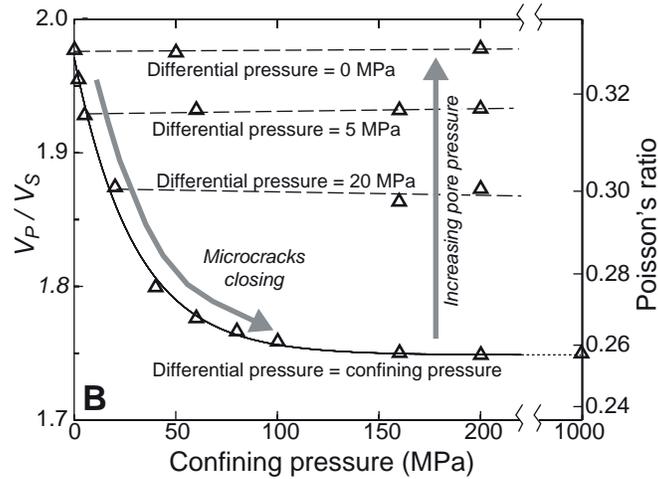


Fig. 2.29 Mediciones de laboratorio para V_p/V_s demostrando el efecto de la presión de poro en las propiedades sísmicas de un granito con una porosidad de 1.6%. (Tomada de Peacock *et al.*, 2011).

A altas presiones de poro, el cociente V_p/V_s en rocas cristalinas muestran buena correlación con la porosidad y la dependencia con la presión tiende a ser menor (Christensen, 1996), como se muestra en la Fig. 2.30. Por lo tanto, Peacock *et al.* (2011) realizaron el ajuste para una función cuadrática relacionando V_p/V_s con el porcentaje en porosidad (ϕ) para una Presión diferencial de 5 MPa:

$$\frac{V_p}{V_s} = 0.036\phi^2 + 0.0178\phi + 1.79$$

Los valores tan elevados de V_p/V_s en Cascadia dentro de la capa de baja velocidad en la parte superior de la corteza oceánica se explican de una mejor manera si las rocas presentan una porosidad de entre 2.5-4% con fluidos a presiones efectivas entre 0-5 MPa, *i.e.*, presiones de poro cercanas a las litostáticas, como se observa en la parte sombreada gris de la figura anterior. Para la zona de subducción de Guerrero los valores observados de V_p/V_s (~ 2.0 , ver Fig. 2.22) se explican mejor con porosidades de 1-2.5% como se muestra en la zona sombreada café.

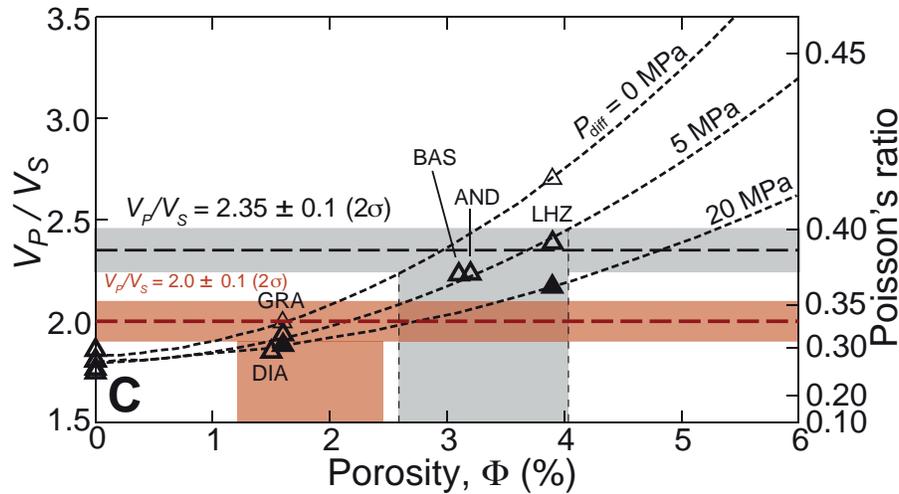


Fig. 2.30 Valores de V_p/V_s en función de la porosidad para distintos valores en la presión efectiva. Los valores anómalos de Cascadia (región gris) son mejor explicados con porosidades entre 2.5-4%. Para la zona de Guerrero, se esperaría una porosidad entre 1-2.5% (región café). (Modificada de Peacock *et al.*, 2011).

2.3.4 Deshidratación y distribución de fluidos en el slab

Los minerales hidratados se encuentran mayormente en la corteza oceánica como resultado de diferentes procesos hidrotermales, la alteración de sedimentos en el despliegue de las dorsales oceánicas, sobre zonas de fractura y principalmente en las regiones de trincheras (Audet *et al.*, 2009).

En las zonas de subducción, existen dos fuentes principales de fluidos acuosos según Peacock *et al.* (2011): 1) La evolución de los poros con agua, 2) Deshidratación de fluidos debido al metamorfismo.

Para profundidades a las que las observaciones sugieren valores altos en la presión de poro (*i.e.*, 35-45 km), la mejor explicación de una fuente de fluidos son las reacciones metamórficas de deshidratación. Este proceso comprende niveles más someros que poco a poco van liberando el contenido de H_2O presentado los sedimentos provenientes de la corteza oceánica que se va subduciendo, e incluyen los procesos de serpentinización en la cuña del manto.

Todo este proceso conlleva a que se tengan porosidades considerables en la zona del slab, para ello, se necesita alrededor de 1 millón de años para producir todo el fluido metamórfico para llenar ese porcentaje de porosidad, (Peacock *et al.*, 2011). Para que el fluido sea capaz de mantenerse esa escala de tiempo dentro de la capa de baja velocidad en el slab existen solamente dos explicaciones plausibles: 1) Que toda la capa donde se encuentre el fluido tenga una permeabilidad muy baja, o 2) que exista un sello

impermeable que impida el flujo de fluidos hacia la corteza terrestre.

Si partimos de la idea donde toda la capa de baja velocidad tiene una baja permeabilidad, Peacock *et al.* (2011) estimaron que la permeabilidad debería ser del orden de $3 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ para retener los fluidos debido a la deshidratación metamórfica. En cambio, si se considera la presencia de un sello con un espesor de entre 1-1000 m en la parte superior de la capa saturada con fluidos, mediante el análisis del cambio de la presión de poro en la capa al cruzar la interface sobre la corteza terrestre, la permeabilidad que gobernaría en el sello sería del orden de 10^{-24} a 10^{-21} m^2 .

A pesar de estos estudios, existe poco conocimiento de la abundancia y la distribución de H_2O dentro del slab. Estudios recientes sobre los deslizamientos y tremores episódicos (ETS) tanto en Cascadia como en Japón apuntan a que en su origen están involucrados, directa o indirectamente, fluidos cerca de la interface de las placas, debajo de la zona sismogénica pero por arriba de la cuña del manto y la corteza terrestre. Caracterizar el estado físico en el que se encuentra la corteza oceánica subducente y su distribución de fluidos podrían ayudar a entender la ocurrencia espacial y temporal de tremores y sismos silenciosos.

Para la explicación del sello, su baja permeabilidad según diversos autores (Audet *et al.*, 2009; Peacock *et al.*, 2010) se debe a la deformación que sufren los componentes granulares de las rocas metamórficas debido a la migración de los fluidos provocando así una precipitación en sus minerales.

La liberación de fluidos en la parte del slab es la explicación más común que se tiene para el origen de NVTs a lo largo de diversas zonas de subducción del mundo y este también es el caso para la parte Central de México. Debido a estas hipótesis, cada vez se van planteando mejoras en el modelo térmico de parte Central de México que son necesarias para la predicción de zonas donde se tienen los procesos de deshidratación en el slab y conocer si están o no correlacionados con la ubicación de NVTs. (Manea & Manea, 2010).

Las fuentes de tremores no volcánicos se encuentran concentradas en zonas alrededor de los 450°C , donde las reacciones de deshidratación de esquistos azules y eclogita tienden a ocurrir a profundidades cercanas a los 40 km y hasta los 50 km. La liberación de fluidos debido a esta reacción podría filtrarse hacia la corteza terrestre de la placa que se encuentra sobre el slab y ocasionaría gran conductividad eléctrica y se cree que puede ser un factor importante en la detonación de los NVTs. Estos fluidos que se encuentran en la capa de alta presión de poro permanecen atrapados y están controlados por la permeabilidad que presenta el material a estas profundidades en conjunto con los procesos de generación de fluidos en la interface de las placas (*i.e.*, procesos metamórficos, serpentización, entre otros).

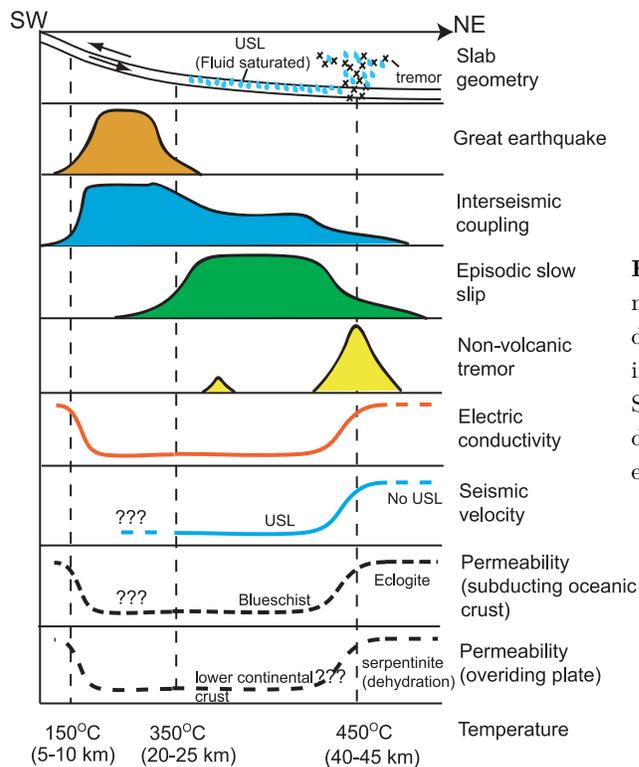


Fig. 2.31 Sección geométrica del slab donde se muestran de manera muy esquemática las diversas observaciones realizadas para su interpretación y correlación con los eventos de SSE y NVT. Los puntos azules indican presencia de fluidos y las líneas punteadas los isotermas en el slab. (Tomada de Song *et al.*, 2009).

Al ser una placa joven la de Cocos, esta presenta una delgada capa de sedimentos (200 m de espesor), la mayoría de estos sedimentos se encuentran hidratados y se introducen hacia el sistema de subducción. Por ello resulta importante analizar la estabilidad de fases y sistemas hídricos (Rüpke *et al.*, 2004) para estimar el contenido de agua en la zona de subducción de la capa de Cocos, de esta manera se pretende explorar las zonas de variación de estas fases y compararlas con zonas de baja resistividad y ocurrencia de NVTs, (Fig. 2.31).

Los nuevos modelos térmicos, en conjunto con diagramas de fase para distintas rocas que se encuentran en las zonas de subducción, han sido utilizados para estimar la cantidad de fluidos liberados en el slab de la placa de Cocos. Manea & Manea (2010) presentan la existencia de varios pulsos de deshidratación que se han identificado a lo largo de la interface del slab donde la mayoría de los fluidos permanecen en sedimentos y rocas fracturadas (*i.e.*, basalto y rocas metamórficas) dentro de la corteza oceánica y son liberados hacia la corteza continental sobre la parte horizontal del slab. La liberación de estos pulsos con la localización de NVTs tienen una gran correlación sugiriendo que la deshidratación en la parte del slab es la causante en originar los tremores. Manea & Manea (2010) proponen las siguientes pulsos principales de deshidratación en el slab:

- Sistema hídrico de sedimentos

Los sedimentos empiezan a deshidratarse a profundidades cercanas a los 35 km y a 100 km de la trinchera donde la caída del porcentaje de masa (wt%) de H₂O cae de un 4% a un 3%. Se identifican diversos pulsos de deshidratación a lo largo de la parte plana de la zona horizontal del slab. Un segundo pulso de 0.5% de porcentaje de masa de H₂O es liberado a una distancia de 160-170 km. de la trinchera y un tercero y de mayor porcentaje (1% H₂O) a 230-240 km. La localización de estos dos grupos de deshidratación corresponden con la posición de un parche con actividad de NVTs (Payero *et al.*, 2008)

- Sistema hídrico del basalto

Para el metabasalto se obtuvieron resultados mostrando que no existe deshidratación antes de que el slab comience con su comportamiento horizontal. Posteriormente sobre la parte horizontal del slab a 230-240 km de la trinchera, se sugiere un pulso grande de deshidratación, y esta banda se observa que la corteza oceánica se deshidrata un 85% y mas del 3 %wt. H₂O es liberado hacia la corteza continental. La localización de esta mayor deshidratación corresponde con el área donde el 80% de los NVTs ocurren (Payero *et al.*, 2008; Husker *et al.*, 2012).

- Sistema hídrico de la Peridotita

La capa de peridotita que se encuentra en la placa oceánica representa uno de las mayores fuentes de agua que son acarreadas hacia la zona activa de los sistemas de subducción. Se estimó que una cantidad de agua (6.5 wt%) es preservado en la capa de peridotita serpentinizada alrededor de los 60-70 km de profundidad. La primera deshidratación ocurre en el segmento horizontal del slab cuando por la misma presión la temperatura incrementa cerca de los 500°C. Aquí sólo 0.5 % es liberado y el frente de deshidratación es distribuido sub-horizontalmente para una distancia aproximada de 50 km debajo de el primer grupo de NVTs. El resto del proceso de deshidratación ocurre hacia la zona de la cuña del manto donde no entra al análisis de nuestra zona de estudio.

La corteza oceánica que se subduce y las capas de sedimentos permiten la liberación de fluidos hacia la corteza continental sobre ellos. Los procesos de deshidratación ocurren en varios pulsos en diferentes localizaciones y varían con la cantidad de H₂O que es liberada como se describió en los diferentes sistemas hídricos anteriores. La mayor descarga que se puede apreciar se encuentra en una banda de 230-250 km de la trinchera y es ahí donde tanto sedimentos y corteza oceánica tienen sus valores más altos de deshidratación, ambos suman un total de 4% wt. H₂O que se libera hacia la corteza terrestre.

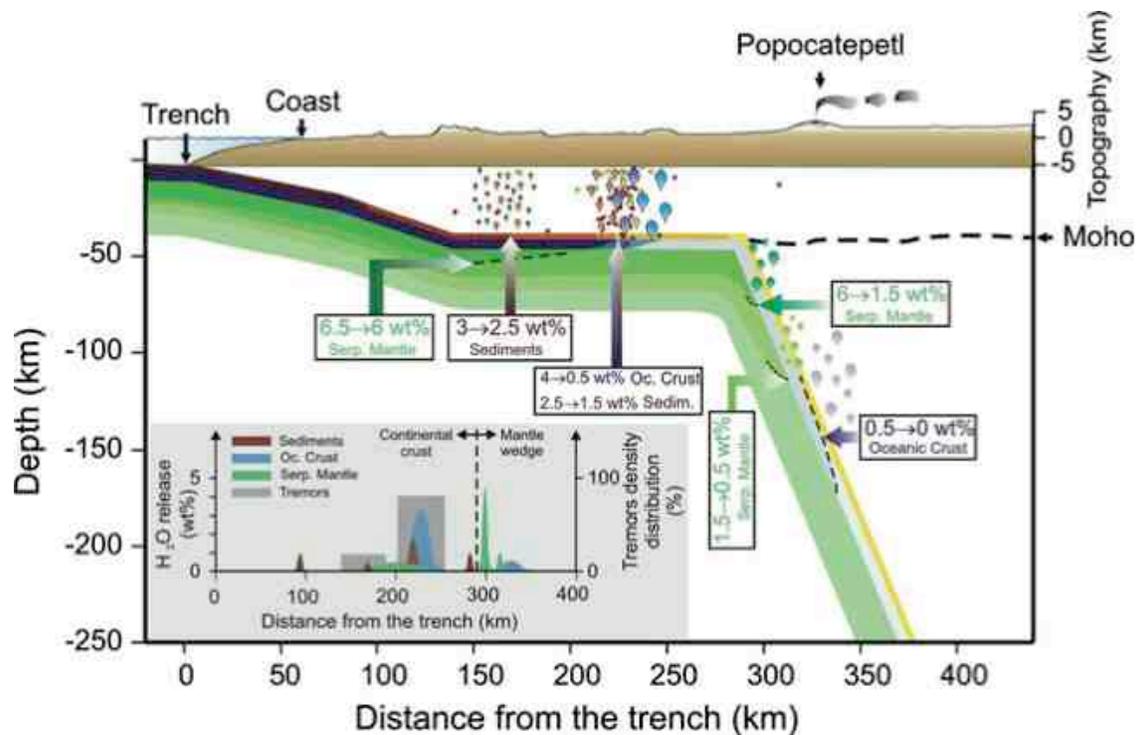


Fig. 2.32 Deshidratación de sedimentos, corteza oceánica y el manto serpentinizado a lo largo de la zona de subducción de la placa de Cocos debajo de la parte Central de México. Puntos rojos y amarillos indican la localización de NVTs según Payero et al. (2008). En la figura inferior se puede apreciar la buena correlación entre la posición de pulsos de deshidratación y la localización de NVTs. (Tomada de Manea & Manea, 2011)

Lo interesante de este proceso de deshidratación en esta banda es que coincide con el mayor porcentaje de actividad de NVT (el 80%), por lo que se sugiere que la deshidratación que se tiene en esa región del slab es principal fuente de la distribución de temblores sobre la parte horizontal de la región Central de México (Fig. 2.32). La otra región caracterizada de NVT se encuentra a 150-180 km de la trinchera y en esta zona se encontró una pequeña liberación de fluidos (0.5% wt. H₂O) debido a las reacciones minerales en la corteza oceánica.

Con la información obtenida se tiene una base importante para la realización de este trabajo y así deducir que el mecanismo de detonación de estos temblores dependen en gran medida de dónde y cómo los fluidos están distribuidos en la interface del slab.

Capítulo 3 Marco Teórico

3.1 Elastodinámica

3.1.1 Esfuerzos

Existen dos tipos de fuerzas que pueden actuar en un objeto. La primera se denomina fuerza de cuerpo, y puede actuar en cualquier punto dentro de un objeto, resultando en una fuerza neta proporcional al volumen del objeto, por lo tanto sus unidades están en términos de fuerza por unidad de volumen. Un segundo tipo de fuerza es la aplicada en una superficie de un objeto, produciendo una fuerza proporcional al área de la superficie en cuestión. Estas fuerzas de superficie tienen unidades de fuerza por unidad de área.

De esta manera, partiendo de un volumen elemental representativo, podemos definir al esfuerzo como una fuerza de superficie: es la fuerza total aplicada a la i -ésima dirección actuando sobre una cara cuya normal presenta una j -ésima dirección.

Ahora definamos a los esfuerzos con referencia a un cubo infinitesimal (Fig. 3.1) con caras apuntando en las direcciones de las coordenadas de un sistema: Por lo tanto el esfuerzo σ_{ij} será la fuerza en la dirección x_j , por unidad de área actuando sobre una cara del cubo cuya normal apunta hacia la dirección x_i . σ_{ij} se le conoce como el tensor de esfuerzos.

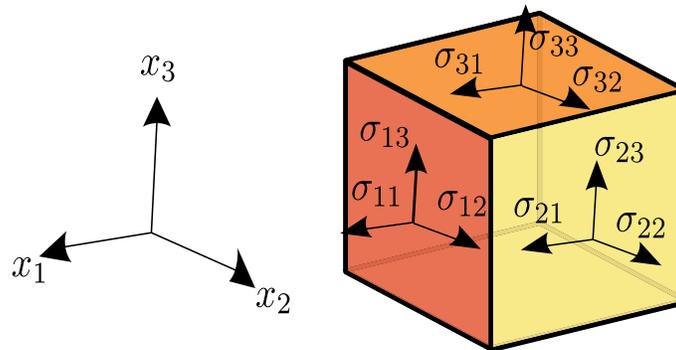


Fig. 3.1 Notación de las componentes del tensor de esfuerzos.

La convención usual en sismología es opuesta a la usada en la mayoría de las disciplinas de mecánica de rocas y suelos, *i.e.*, que los esfuerzos normales $\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}$ serán entonces positivos si corresponde a una acción de tensión, y negativos si se refiere a una compresión.

Para las ecuaciones elastoestáticas gobernantes se requiere que en un volumen elemental representativo, el estado de fuerzas se encuentre en equilibrio en cada instante de tiempo. Específicamente que el elemento que está sometido a esfuerzos sobre sus caras debe de estar en equilibrio estático y rotacional.

Para que exista un balance de torque actuando sobre todos los elementos infinitesimales del material, es necesario que los esfuerzos de cortante sean iguales sobre las caras adyacentes, es decir, que el tensor de deformaciones debe de ser simétrico por lo tanto:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ji} \quad (3.1)$$

para todo i y j . De tal manera, que se satisfaga la ecuación de equilibrio en las fuerzas:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} + f_j = 0 \quad \text{para toda } j \quad (3.2)$$

Donde f_j es la fuerza de cuerpo por unidad de volumen. Esta f_j es referida la fuerza gravitacional, por lo que $f_j = \frac{-\rho f \partial z_{elev}}{\partial x_j}$ (donde z_{elev} es la elevación vertical sobre el punto de observación, resultando $f = (0, 0, -\rho f)$).

3.1.2 Deformación

Entendemos como deformación al cambio de la posición relativa de los elementos infinitesimales que se encuentran dentro de un cuerpo. Este fenómeno sucede si son aplicados esfuerzos a un material no rígido, produciendo desplazamientos entre puntos del material. El tensor de deformaciones entonces, describe a la deformación mediante el movimiento diferencial dentro del cuerpo.

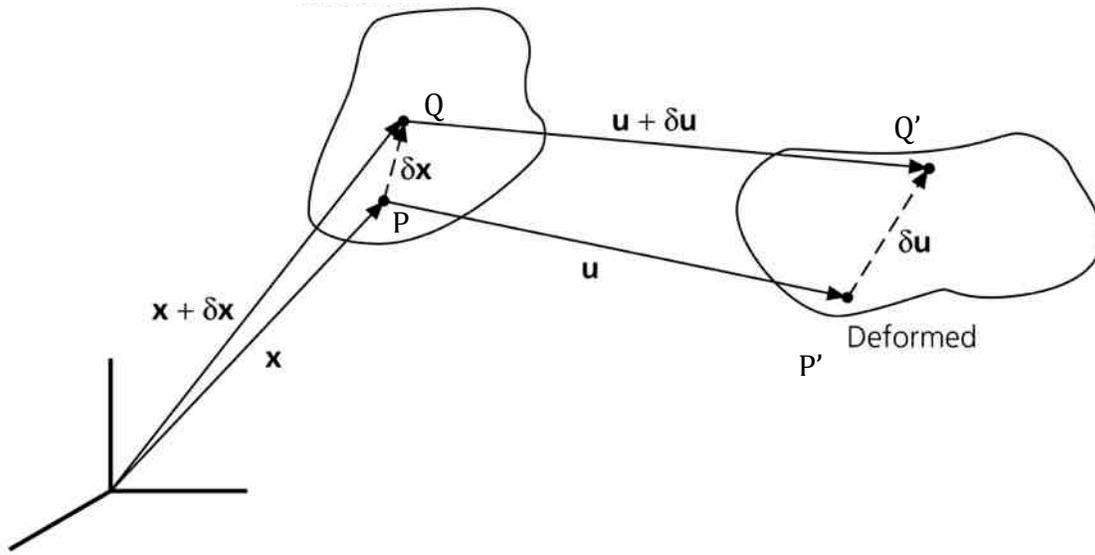


Fig. 3.2 Deformación a partir del desplazamiento relativo entre dos puntos (Modificada de Stein & Wysession, 2003)

Consideramos que el punto P dentro del cuerpo (Fig. 3.2) sin deformar ha sufrido un desplazamiento $u(x)$. El desplazamiento sufrido por el punto Q que se encontraba separado por dx puede ser representado si expandimos las componentes del vector desplazamiento en una serie de Taylor

$$u_i(\bar{x} + \delta x) \approx u_i(\bar{x}) + \frac{\partial u_i(\bar{x})}{\partial x_j} \delta x_j = u_i(\bar{x}) + \delta u_i \quad (3.3)$$

Donde se han ignorado los términos de mayor orden en la expansión asumiendo que las derivadas parciales son lo suficientemente pequeñas para que sus productos sean ignorados (lo que representa la base de la teoría de deformación infinitesimal). Para Sismología, las deformaciones que afectan a la Tierra son casi siempre lo suficientemente pequeñas para aplicar esta aproximación. Con lo anterior, el desplazamiento relativo δu_i es de primer orden:

$$\delta u_i = \frac{\partial u_i(\bar{x})}{\partial x_j} \delta x_j \quad (3.4)$$

donde las derivadas parciales son evaluadas en \bar{x} .

Al ocurrir un desplazamiento entre las partículas de un cuerpo, además de la deformación éste puede sufrir otros cambios como la translación o la rotación si el cuerpo se comporta como rígido, en la cuál ningún de estos cambios produce una deformación. Para distinguir

los efectos de los desplazamientos, podemos sumar y restar $\frac{\partial u_j(\bar{x})}{\partial x_i}$ a la ecuación (3.3) y separarla en dos partes:

$$\delta u_i = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \delta x_j + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \delta x_j \quad (3.5)$$

$$\delta u_i = (\varepsilon_{ij} + \omega_{ij}) \delta x_j \quad (3.6)$$

Donde ω_{ij} representa el tensor antisimétrico (*i.e.*, $\omega_{ij} = -\omega_{ji}$) y corresponde a la rotación de cuerpo rígido sin deformación se denomina *tensor de rotación*. Al no producir deformaciones entonces los componentes de la diagonal del tensor son cero, y sólo tiene tres componentes independientes.

Por otra parte el término ε_{ij} , corresponde a la parte simétrica (*i.e.*, $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$) y se denomina *tensor de deformaciones infinitesimales de Cauchy*, o simplemente *tensor de deformaciones* el cual describe las deformaciones internas del material y se representa como:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.7)$$

Las deformaciones longitudinales ε_{11} , ε_{22} , ε_{33} , son los cambios de longitud relativos paralelos a los ejes coordenados. De igual manera que en los esfuerzos, si existe extensión en el material se tomará que la deformación es positiva, y si existe compresión como negativa. Por lo tanto, el cambio volumétrico o *dilatancia* es la suma de las tres deformaciones longitudinales ortogonales (*i.e.*, las componentes de la diagonal del tensor de deformaciones).

$$\frac{\Delta V}{V} = \varepsilon_{kk} = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} \quad (3.8)$$

3.1.3 Ecuaciones constitutivas esfuerzo-deformación y módulos elásticos

Los esfuerzos y deformaciones están relacionados en un medio idealmente elástico mediante una ley o ecuación constitutiva. Esta relación asume que el medio se comporta linealmente elástico, es decir, que las deformaciones siempre serán linealmente proporcionales a los cambios que se tengan en los esfuerzos. Esta ley constitutiva que propone esta proporcionalidad se denomina *Ley de Hooke*, y en su forma más general es expresada como:

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl}\varepsilon_{kl} \quad (3.9)$$

Las constantes c_{ijkl} describen las propiedades del material, y es un tensor de cuarto orden que tiene $81(3^4)$ componentes. Pero debido a consideraciones en la simetría y a la energía en las deformaciones, el número de componentes independientes es reducido a 21. A gran escala, la Tierra puede tratarse como un medio isotrópico (*i.e.*, el material tiene aproximadamente las mismas propiedades físicas sin importar la orientación) y el número de constantes elásticas es reducido a dos. Estas dos constantes independientes reciben el nombre de *Constantes de Lamé* (λ y μ) y están definidas de tal forma que:

$$c_{ijkl} = \lambda\delta_{ij}\delta_{kl} + \mu(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}) \quad (3.10)$$

Donde δ_{ij} es la delta de Kronecker, definida como $\delta_{ij} = 1$ si $i=j$, y $\delta_{ij} = 0$ para cualquier otro caso. Introduciendo las constantes de Lamé, la relación (3.9) quedaría expresada entonces como:

$$\sigma_{ij} = \lambda\varepsilon_{kk}\delta_{ij} + 2\mu\varepsilon_{ij} \quad (3.11)$$

Las dos constantes de Lamé describen completamente la relación esfuerzo-deformación dentro de un sólido isotrópico. El parámetro μ recibe el nombre de módulo de rigidez o módulo de cizalla y su significado físico hace referencia a la resistencia del material al esfuerzo de cortante. El otro parámetro λ , no tiene una explicación física definida.

Existen otras constantes elásticas las cuales son definidas y calculadas a través de simples experimentos y llegan a ser bastante útiles. Entre ellas se encuentra el módulo de compresibilidad K , que es definido cuando un objeto es sometido a una presión de confinamiento uniforme.

Para entender mejor el significado de K , es necesario definir antes la relación entre los esfuerzos y la presión. Denominamos presión de confinamiento (también referida como presión litostática) a los esfuerzos normales aplicados en un régimen compresivo. De ahí que la convención de signos sea contraria a la establecida para los esfuerzos. De acuerdo a lo anterior tenemos que:

$$d\sigma_{ij} = -dP_c\delta_{ij} \quad (3.12)$$

si $i=j$, integrando ambos miembros y desarrollando según la convención de índices repetidos en notación indicial:

$$P_c = -\frac{\sigma_{kk}}{3} \quad (3.13)$$

De acuerdo a la Ley de Hooke (3.11)

$$\frac{\sigma_{kk}}{3} = \left(\lambda + \frac{2}{3}\right) \varepsilon_{kk} \quad (3.14)$$

Sustituyendo (3.13) en (3.14) tenemos la proporcionalidad entre la presión y la deformación:

$$P_c = -\left(\lambda + \frac{2}{3}\right) \varepsilon_{kk} \quad (3.15)$$

De aquí se desprende la definición del módulo de compresibilidad, que es el cociente de la presión aplicada al cambio de volumen fraccional.

$$K = -\frac{P_c}{\varepsilon_{kk}} = \lambda + \frac{2}{3}\mu \quad (3.16)$$

El término compresibilidad es aplicado ya que a mayor valor de K , menor será el cambio de volumen producido a una determinada presión. Con esta última relación puede observarse que K siempre será mayor que cero, porque de otra manera los materiales se expandirían cuando existiera compresión.

Partiendo de que se esté aplicando un estado de esfuerzos de tensión uniaxial a la materia, se pueden calcular los siguientes módulos elásticos.

El módulo de Young E , es la constante que establece la relación del esfuerzo tensional con la deformación extensional resultante. Se relaciona con los parámetros de Lamé de la siguiente manera:

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu} \quad (3.17)$$

El módulo de Poisson ν , indica la relación de las deformaciones en las dos direcciones perpendiculares a la dirección donde se esté aplicando la tensión. Su relación se representa como:

$$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \quad (3.18)$$

Cualquier medio lineal isotrópico tiene propiedades elásticas que pueden ser determinadas por los módulos elásticos anteriores, por lo tanto, cualquier otro módulo de elasticidad puede ser calculado de acuerdo a esas relaciones.

Finalmente con las relaciones pasadas, podemos re-expresar las relaciones de esfuerzo-deformación por constantes que pueden ser mejor evaluadas, de la relación (3.10) obtenemos:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2\mu}\sigma_{ij} + \left(\frac{1}{9K} - \frac{1}{6\mu}\right)\delta_{ij}\varepsilon_{kk} \quad (3.19)$$

y obteniendo su inversa:

$$\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij} + \left(K - \frac{2\mu}{3}\right)\delta_{ij}\varepsilon_{kk} \quad (3.20)$$

3.2 Poroelasticidad Lineal

La teoría de poroelasticidad lineal describe la interacción entre efectos mecánicos y su implicación en la agregación o remoción de fluidos de una roca. Esta disciplina es crítica para el estudio de fenómenos geológicos, hidrogeológicos, de terremotos y es importante para numerosos proyectos de ingeniería.

En esta sección se pretende abordar la teoría constitutiva y las ecuaciones gobernantes así como su asociación con los parámetros de los materiales. Primero se formularán las ecuaciones que describen el acoplamiento de los procesos de la deformación elástica y la difusión de fluido de poros en sólidos elásticos. Consideraremos la respuesta constitutiva poroelástica, *i.e.*, la dependencia de la deformación y el contenido de fluido sobre el esfuerzo y la presión de poro, y la Ley de Darcy para el transporte de fluidos de poro. El campo de ecuaciones gobernantes están formuladas usando consideraciones de equilibrio de esfuerzos y de la conservación de la masa. Se considera el caso general donde ni el sólido ni la fase del fluido es incompresible. La teoría acá descrita es básicamente la desarrollada por Rice (1998) y por Rice & Cleary (1976).

3.2.1 Definiciones poroelásticas

La presión de poro es fundamentalmente definida como la presión de equilibrio que debe de ser ejercida sobre un sistema homogéneo con presencia de fluidos en poros, que se encuentra en contacto con un elemento material, de esta manera se previene cualquier

intercambio entre los fluidos contenidos en el poro y el material que los soporta. En pocas palabras es la presión que ejerce un fluido en los espacios porosos de la roca.

Porosidad representa el porcentaje de volumen de huecos o espacios vacíos en un material, o bien, el volumen de roca que puede contener fluidos. La porosidad puede generarse a través del desarrollo de fracturas, en cuyo caso se denomina porosidad de fractura.

La permeabilidad es la capacidad que tiene un material de permitirle a un flujo que lo atraviese sin alterar su estructura interna. Decimos que un material es permeable si deja pasar a través de él una cierta cantidad de fluido en un tiempo dado. La velocidad con la que el fluido atraviesa el material depende de diversos factores, los principales son la porosidad del material, la densidad del fluido, y la temperatura y presión a la que el fluido esté sometido.

3.2.2 Ecuación constitutiva en presencia de presión de poro.

Cuando la presión de poro p está presente, y conocemos que el material se comporta como elástico, lineal e isótropico; la única manera para establecer una relación esfuerzo-deformación-presión es:

$$\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij} + \left(K - \frac{2\mu}{3}\right)\delta_{ij}\varepsilon_{kk} + \alpha\delta_{ij}p \quad (3.21)$$

Aquí α es una nueva constante elástica definida como “*la constante de Biot*” para materiales que presentan porosidad, con la propiedad de que si la presión de poro es incrementada por Δp , y todos los esfuerzos normales están disminuyendo (*i.e.*, incremento en compresión) por $\alpha\Delta p$, entonces no hay cambio en la deformación.

Ahora el Módulo de compresibilidad K debe ser entendido como el módulo de compresibilidad bajo condiciones *drained*. Estas condiciones *drained* corresponden a la deformación a un determinado valor de p , permitiendo al fluido fluir hacia dentro o afuera del elemento deformado, sin embargo, es requerido que p se mantenga constante y por lo regular estas deformaciones se dan en periodos muy largos.

Por otra parte, se tiene la deformación bajo condiciones *undrained*, en el cual el fluido está obligado a no fluir ya sea adentro o afuera durante la deformación donde generalmente cambios de p son inducidos. Los cambios en la deformación y/o esfuerzos, se dan en periodos de tiempo muy cortos para que no permita escapar al fluido.

En las siguientes ecuaciones se introducirá el modulo de compresibilidad definido para condiciones *undrained*, y será denotado como K_u . El par de nuevos parámetros, α y K_u , caracterizan completamente la respuesta elástica con infiltración de un fluido.

Podemos observar que para un sólido, linear e isotrópico como lo hemos considerado, el cizallamiento bajo condiciones *undrained* no puede indicar un cambio de presión en el fluido de poro, y por lo tanto, μ es el propio módulo de corte para condiciones *drained*, y *undrained*.

La ecuación (3.21) para el esfuerzo en términos de la deformación y presión de poro puede ser invertida para resolver la deformación:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2\mu} \sigma_{ij} + \left(\frac{1}{9K} - \frac{1}{6\mu} \right) \delta_{ij} \sigma_{kk} + \frac{\alpha}{3K} \delta_{ij} p \quad (3.22)$$

3.2.3 Contenido de masa de un fluido

Para completar la descripción de la respuesta bajo infiltración de fluido, es necesario especificar como cambia el almacenamiento del fluido dentro del material debido al esfuerzo y la presurización.

Anteriormente definimos el concepto de porosidad y lo denotaremos con n , y al contenido de masa de un fluido, m . Por lo tanto estos valores están dadas por:

$$n = \frac{V_f}{V} \quad m = \frac{M_f}{V} \quad (3.23)$$

Donde V_f es el volumen del fluido, y M_f es la masa del fluido, contenida en un material poroso el cual ocuparía un volumen V en un estado sin aplicación de esfuerzos y presiones. Asumimos que se tiene una saturación completa en todos los espacios conectados de poro, por lo que V_f es también el volumen de espacio vacío. Es evidente que $m = \rho_f n$, donde ρ_f es la densidad del fluido, y por lo tanto, dejando Δ ser la notación para pequeños cambios debido a las deformaciones elásticas:

$$\Delta m = n \Delta \rho_f + \rho_f \Delta n = n \rho_f \frac{p}{K_f} + \rho_f \Delta n \quad (3.24)$$

Donde $\Delta \rho_f = \rho_f p / K_f$ se ha usado en la ecuación y K_f es modulo de Compresibilidad para la fase en que se encuentra el fluido. Con esto pretendemos encontrar la dependencia de Δm sobre las deformaciones ε y la presión de poro p .

Ahora si queremos observar el incremento de trabajo infinitesimal por unidad de volumen, para deformar un elemento y alterar la cantidad de fluido dentro de él, la relación de este incremento es

$$dW = \sigma_{ij}d\varepsilon_{ij} + p dn \quad (3.25)$$

De acuerdo a la *teoría de la energía potencial y reciprocidad* (Wang, 2000) argumentada por Biot (1973), la ecuación (3.25) puede ser representada como una diferencial exacta:

$$dW = \sigma_{ij}d\varepsilon_{ij} + \Delta n dp \quad (3.26)$$

A consecuencia de dicha exactitud en la diferencial, si representamos el esfuerzo y la deformación en la forma $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(\varepsilon, p)$, y $\Delta n = \Delta n(\varepsilon, p)$ entonces

$$\frac{\partial \Delta n(\hat{\varepsilon}, p)}{\partial \varepsilon_{ij}} = -\frac{\partial \sigma_{ij}(\hat{\varepsilon}, p)}{\partial p} = \alpha \delta_{ij} \quad (3.27)$$

Por lo tanto, si integramos con respecto a la deformación a un determinado valor de p , encontramos que:

$$\Delta n = \alpha(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \text{término lineal en } p \quad (3.28)$$

Resulta ser más conciso combinar ese término lineal con uno que ya esté contenido en la ecuación de arriba para Δm y escribir el coeficiente neto de p como $\rho_f \alpha^2 / (K_u - K)$ por lo que:

$$\Delta m = \rho_f \alpha \left(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} + \frac{\alpha}{K_u - K} p \right) \quad (3.29)$$

Es hasta este punto donde el símbolo denotado K_u por primera vez entra en nuestras ecuaciones. En las cuales se podría mostrar que está implícito que el módulo de compresibilidad entra bajo condiciones *undrained*, como ya se había descrito en la sección anterior. Esto se puede demostrar observando que $\Delta m = 0$ para condiciones de deformación *undrained*, por lo que :

$$\alpha p = -(K_u - K)(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) \quad (3.30)$$

Si esta expresión la sustituimos en la relación de esfuerzo-deformación (3.21), vemos que se reduce a:

$$\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij} + \left(K_u - \frac{2\mu}{3}\right)\delta_{ij}(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) \quad (3.31)$$

para condiciones *undrained*, por lo que se prueba que K_u es el módulo de compresibilidad bajo esas condiciones.

Por lo general estamos más interesados en Δm que en Δn , pero la expresión para la última puede ser obtenida usando la ecuación para Δm (3.29).

$$\Delta n = \frac{\Delta m}{\rho_f} - \frac{np}{K_f} = \alpha(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \left(\frac{\alpha^2}{K_u - K} - \frac{n}{K_f} \right) p \quad (3.32)$$

Al igual que las relaciones elastodinámicas convencionales, los módulos poroelásticos pueden ser manejados en términos de otros. Existe una simple pero concurrente situación aplicable en cuales las nuevas constantes α y K_u pueden ser determinadas en términos del modulo de compresibilidad del fluido y de la parte sólida.

Supongamos que todo el espacio de poro es fluido infiltrado y que toda la fase sólida consiste en elemento de material que responden isotrópicamente a estados de esfuerzo de pura presión, con el mismo módulo de compresibilidad K_s .

Ahora, supongamos que simultáneamente aplicamos una presión de poro $p = p_o$, y los esfuerzos macroscópicos tienden a provocar una compresión de p_o sobre todas las caras (esto es: $\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33} = -p_o$). Esto resulta que se tenga un estado de esfuerzos local de $-p_o = \delta_{ij}$ en cada punto de la fase sólida. Por lo que en cada punto de ese cuerpo sufrirá una deformación $-p_o \delta_{ij} / 3K_s$, lo que significa que todas las dimensiones lineales del material, incluyendo aquellas caracterizadas por vacío, se reducen por una cantidad fraccional (muy pequeña) $p_o / 3K_s$, provocando deformaciones macroscópicas y cambios en la porosidad, $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = -p_o / 3K_s$ y $\Delta n / n = -p_o / K_s$.

La relación de esfuerzo-deformación-presión que se planteó (3.21) debe ser consistente con el estado espacial que se discutió y sustituyéndolo en él obtenemos:

$$-p_o \delta_{ij} = 2\mu \left(\frac{-p_o \delta_{ij}}{3K_s} \right) + \left(K - \frac{2\mu}{3} \right) \delta_{ij} \left(\frac{p_o}{K_s} \right) - \alpha \delta_{ij} p_o \quad (3.33)$$

Por lo que se puede llegar a:

$$\alpha = 1 - \frac{K}{K_s} \quad (3.34)$$

Se puede observar que $0 \leq \alpha \leq 1$ y α tendría su límite superior si se tratase de materiales parecidos a los de los suelos ya que $K \ll K_s$. La ecuación para Δn en (3.32) debe de mantenerse consistente por lo que se llega a reducir de la siguiente manera:

$$n \left(\frac{p_o}{K_s} \right) = \alpha \left(\frac{p_o}{K_s} \right) + \left(\frac{\alpha^2}{K_u - K} - \frac{n}{K_f} \right) p_o \quad (3.35)$$

De la cual se obtiene:

$$K_u = K + \left(\frac{\alpha^2 K_s K_f}{n K_s + (\alpha - n) K_f} \right) \quad (3.36)$$

3.2.4 Flujo de Darcy y conservación de masa.

Si q_1, q_2, q_3 son las componentes de velocidad de descarga el fluido relativo al sólido, entonces la Ley de Darcy (en términos de la permeabilidad medida k), es:

$$q_i = -\frac{k}{\mu_f} \left(\frac{\partial p}{\partial x_i} + \gamma_f \frac{\partial z_{elev}}{\partial x_i} \right) \quad (3.37)$$

donde μ_f es la viscosidad del fluido en el poro y γ_f es su peso específico, para que se cumpla la ley de la conservación de la masa del fluido entonces se tiene que:

$$\frac{\partial q_i p_f}{\partial x_i} + \frac{\partial(\Delta m)}{\partial t} = 0 \quad (3.38)$$

3.2.5 Ecuación del transporte de fluido

Para describir las perturbaciones que estén lejos de un estado estático inicial, tenemos que redefinir p y σ_{ij} como p^{init} y σ_{ij}^{init} que equilibran la carga gravitacional, *i.e.*, que satisfaga la ecuación de equilibrio:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}^{init}}{\partial x_i} - \gamma \frac{\partial z_{elev}}{\partial x_j} = 0 \quad \frac{\partial p^{init}}{\partial x_i} - \gamma_f \frac{\partial z_{elev}}{\partial x_i} = 0 \quad (3.39)$$

Partiendo de la ecuación de Equilibrio $\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} = 0$, y substituyéndola dentro de la ecuación (3.21) obtenemos:

$$\sigma_{ij} = 2\mu \varepsilon_{ij} + \left(K - \frac{2\mu}{3} \right) \delta_{ij} \varepsilon_{kk} - \alpha \delta_{ij} p \quad (3.40)$$

si expresamos la deformación en términos de los desplazamientos:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.41)$$

Lo que nos lleva a un resultado que presenta un conjunto de tres ecuaciones de derivadas parciales para u_1, u_2, u_3 y para p .

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) + \mu \nabla^2 u_j - \alpha \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0 \text{ para } j = 1, 2, 3 \quad (3.42)$$

Usando la ecuación de masa del fluido,

$$\Delta m = \rho_f \alpha \left(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} + \frac{\alpha}{K_u - K} p \right) \quad (3.43)$$

volvemos a substituir la ecuación de la deformación en términos de los desplazamientos, y usando la Ley de Darcy (3.35), y sustituyéndolo en la ecuación de la conservación de la masa (3.38) nos da la siguiente ecuación de derivadas parciales para u_1 , u_2 , u_3 y para p :

$$-\frac{k}{\mu_f} \nabla^2 p + \alpha \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\alpha}{K_u - K} p \right) = 0 \quad (3.44)$$

Si se realiza la derivada $\frac{\partial}{\partial x_j}$ para la ecuación (3.41) y después se suman observamos que:

$$\left(K + \frac{4\mu}{3} \right) \nabla^2 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) + \alpha \nabla^2 p = 0 \quad (3.45)$$

Empleando la definición del tensor de deformaciones infinitesimales (ecuación 3.41), esta expresión finalmente deviene:

$$c \nabla^2 \left(\varepsilon_{kk} + \frac{\alpha}{K_u - K} p \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon_{kk} + \frac{\alpha}{K_u - K} p \right) \quad (3.46)$$

que resulta ser una la ecuación general de difusión que acopla, en este caso, las deformaciones con la presión de poro. En esta ecuación se introduce el término c , que se conoce como el coeficiente de difusividad y está expresado como:

$$c = \frac{k(K_u - K)(K + \frac{4\mu}{3})}{\mu_f \alpha^2 (K_u + \frac{4\mu}{3})} = \frac{\widehat{K}(K_u - K)(K + \frac{4\mu}{3})}{\gamma_f \alpha^2 (K_u + \frac{4\mu}{3})} \quad (3.47)$$

La segunda expresión del término de difusividad está escrito en términos de la conductividad hidráulica \widehat{K} , donde $\widehat{K} = \gamma_f k / \mu_f$. La expresión para la difusividad puede ser reducida a $c = \widehat{K}(K + \frac{4\mu}{3}) / \gamma_f$ para el caso en una dimensión para constituyentes incompresibles; incompresibles significa que K/K_f y $K/K_s \ll 1$, en donde también $K_u \gg K$ y μ .

Nótese que los argumentos de los operadores diferenciales de la ecuación 3.46 son los mismos en ambos términos, por lo que dicha ecuación simplemente es la de difusión. De

hecho el conjunto de términos es directamente proporcional al incremento de masa del fluido, Δm . Por lo que al acoplar la teoría de difusión y de deformaciones, la ecuación (3.46) resuelve básicamente la alteración en el contenido de masa y no de la presión de poro para el caso general:

$$c\nabla^2(\Delta m) = \frac{\partial(\Delta m)}{\partial t} \quad (3.48)$$

Pero esto se reduce a una ecuación de difusión para p :

$$c\nabla^2 p = \frac{\partial p}{\partial t} \quad (3.49)$$

solamente en casos especiales (como por ejemplo que la consolidación fuera en una sola dimensión y bajo esfuerzos y/o deformaciones constantes).

Posteriormente al caso general expresado en la ecuación (3.46) Roeloffs (1988) definió tres diferentes tipos de aproximación de poroelasticidad quasi-estática:

Uncoupled: en la que los esfuerzos elásticos y la presión de poro son independientes unas de otras en las ecuaciones diferenciales del problema. Los problemas de tipo *uncoupled* son obtenidos partiendo de problemas *coupled* (i.e., del caso general) cuando las deformaciones $\varepsilon_{kk} = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$ son independientes con respecto al tiempo y los coeficientes de Poisson del material $\nu = \nu_u$ (donde ν y ν_u son los cocientes de Poisson *drained* y *undrained*, respectivamente). Reduciendo la ecuación diferencial en forma general a la ecuación (3.45), que de acuerdo a la teoría de poroelasticidad quasi-estática corresponde a la ecuación de difusión homogénea.

Coupled: en la que los esfuerzos elásticos tienen influencia en la presión de poro y viceversa. Las ecuación diferencial predominante de este tipo de problemas es la ecuación general (3.42).

Decoupled: La presión de poro no influye en los esfuerzos elásticos pero los esfuerzos elásticos sí tienen influencia en la presión de poro.

Para los problemas de tipo *decoupled* sólo es necesario que se cumpla la condición de $\nu = \nu_u$ con las condiciones de equilibrio, compatibilidad, y de conservación de masa, y cuya ecuación diferencial queda expresada como:

$$c\nabla^2 p = \frac{\partial}{\partial t} \left(p + \frac{B}{3} \theta \right) \quad (3.50)$$

Esta última ecuación es desarrollada con base en el acoplamiento esfuerzo-presión de poro desarrollada en el artículo de Rice & Cleary (1976) donde $\theta = \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}$. Manejar esfuerzos o deformaciones resulta invariante ya que unos pueden obtenerse de otros de

acuerdo a las relaciones constitutivas.

3.2.5 Relaciones importantes

Las formulaciones obtenidas arriba introduce el modulo de corte μ , el módulo de compresibilidad K para casos *drained*, y dos nuevas constantes introducidas α y K_u , las cuales describen la respuesta elástica de materiales con fluido infiltrado. Para el caso de este trabajo es necesario introducir otros parámetros a parte de los ya explicados en las secciones previas.

Por ejemplo, una propiedad medible del material es la presión que es inducida cuando los esfuerzos son aplicados bajo condiciones *undrained*. Esta respuesta debe de tener la forma:

$$p = -B \frac{\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}}{3} \quad (3.51)$$

para un material elástico lineal e isotrópico, y el nuevo coeficiente introducido B , es llamado coeficiente de *Skempton*. Se observa que $0 \leq B \leq 1$, el límite superior siendo aproximado para materiales que se comportan como tipo suelo en las que podemos considerar que el fluido y los constituyentes sólidos son incompresibles (en comparación a la compresibilidad para materiales bajo condiciones de *drained*). Del conjunto de ecuaciones obtenidas en las secciones pasadas B puede ser representado por:

$$B = \frac{K_u - k}{\alpha K_u} \quad (3.52)$$

También en algunas ocasiones es recomendable tratar μ y el radio de Poisson ν como las dos costantes elásticas primarias usando la relación $K = \frac{2(1+\nu)\mu}{3(1-2\nu)}$ para reemplazar el módulo de compresibilidad K con ellas. Para ese caso resulta una alternativa conveniente en lugar de usar el módulo de compresibilidad en condiciones *undrained* K_u , utilizar el Coeficiente de Poisson en las mismas condiciones ν_u el cuál se define como:

$$\nu_u = \frac{\nu + \alpha B(1 - 2\nu)/3}{1 - \alpha B(1 - 2\nu)/3} \quad (3.53)$$

y, por supuesto, se relaciona con K_u mediante:

$$K_u = \frac{2(1 + \nu_u)\mu}{3(1 - 2\nu_u)} \quad (3.54)$$

Donde ν_u varía de la siguiente forma $\nu \leq \nu_u \leq 1$ y el límite superior corresponde a materiales con características parecidas a las que se comporta un suelo.

Capítulo 4 Metodología

En este capítulo se describen las etapas seguidas para la construcción del modelo de migración de fluidos, así como los métodos y procedimientos empleados en cada una de ellas. Por su relevancia en este trabajo, el método de diferencias finitas se aborda con más detenimiento en una sección que contiene los conceptos y la teoría básicos que lo sustentan.

Como los sismos silenciosos son fenómenos quasi-estáticos, su evolución no obedece a la propagación y deformaciones dinámicas que producen las ondas sísmicas radiadas por los terremotos “*normales*” (*i.e.*, inestables). Por esta razón, para modelar la difusión de fluidos confinados en el slab durante la ocurrencia de SSEs, se ha acoplado la deformación quasi-estática 3D en la corteza con la evolución poroelástica del transporte de fluidos.

Siguiendo esta estrategia, para obtener el campo estático de desplazamientos originado por los deslizamientos de los SSEs, se ha utilizado un código de diferencias finitas en 3D (*i.e.*, sistema hiperbólico de primer orden de las ecuaciones elastodinámicas en su formulación velocidad-esfuerzos) (Olsen *et al.*, 2009) para la propagación de ondas en un medio elástico, heterogéneo e infinito, gracias a las condiciones de frontera absorbentes PML (*i.e.*, Perfectly Matched Layer). Así, para grandes tiempos de simulación, las ondas sísmicas han desaparecido del dominio para recuperar el campo estático final asociado a los deslizamientos en la falla. Debido a que el esquema numérico resuelve el campo de velocidad, posteriormente se integra para obtener el campo de desplazamientos.

El modelado poroelástico se realizará en dos etapas. Por un lado, se calculará la evolución temporal de la presión de confinamiento en la corteza debido a los SSEs. Para ello, siguiendo a Rivet *et al.* (2011 y 2013), se introdujo la historia del deslizamiento de los SSEs de 2006 y 2009-2010, determinadas por Radiguet *et al.* (2011, 2012), en el código en diferencias finitas 3D (Olsen *et al.*, 2009) considerando la estructura de velocidades determinada por Iglesias *et al.* (2010) a partir de la tomografía de ondas superficiales en el estado de Guerrero. A dicha estructura se integró asimismo la geometría y propiedades de la corteza oceánica subducida determinadas en trabajos recientes (Pérez-Campos *et al.*, 2008; Song *et al.*, 2009; Kim *et al.*, 2010).

Una vez reconstruido el cambio de la presión de confinamiento (P_c) cada 10 días, el segundo paso consiste en resolver la ecuación para el transporte de fluidos (Ec. (3.46)) suponiendo una saturación en la capa superior del slab y una interfaz impermeable entre éste y la corteza continental. Gracias a la ecuación de Darcy (3.37), el gradiente de la presión de poro resultante nos permite determinar el vector velocidad (*i.e.*, dirección y magnitud) asociado a la migración de los fluidos. La evolución temporal de estos fluidos permitirá la eventual comparación con las localizaciones de tremores tectónicos de trabajos recientes (Payero *et al.*, 2008; Husker *et al.*, 2012, Frank *et al.*, 2013; Cruz-Atienza *et al.*, 2014).

4.1 Método de diferencias finitas

En esta sección se describen los conceptos básico y las técnicas necesarias, para la formulación de diferencias finitas. En este enfoque, el problema en un dominio continuo se discretiza de tal manera que las variables dependientes existen sólo en puntos discretos en una malla. Las derivadas se aproximan mediante diferencias, lo que da origen a una representación algebraica de las ecuaciones diferenciales parciales (EDPs). De esta manera, un problema de cálculo se transforma en uno de álgebra matricial.

La naturaleza del sistema algebraico resultante depende del carácter del problema original. Problemas en equilibrio resultan generalmente en un sistema de ecuaciones algebraicas que deben ser resueltos simultáneamente a través del dominio de solución, en conjunto con las condiciones de borde especificadas. Problemas temporales dan origen a ecuaciones algebraicas que deben ser resueltas secuencialmente.

A lo largo este trabajo, el método de diferencias finitas se utiliza de manera recurrente en todos los pasos para obtener los resultados, por lo que resulta importante conocer el fundamento y desarrollo de este método numérico.

La Serie de Taylor es una aproximación de una función escalar $u(x)$ que es continua y derivable “ n ” veces en un intervalo abierto (*i.e.*, $x \in (a - r, a + r)$) en la vecindad de un valor determinado y se expresa como:

$$u(x) = u(a) + (x - a) \frac{du(a)}{dx} + \frac{(x - a)^2}{2!} \frac{d^2u(a)}{dx^2} + \frac{(x - a)^3}{6!} \frac{d^3u(a)}{dx^3} + \dots + \frac{(x - a)^n}{n!} \frac{d^nu(a)}{dx^n} + R_n \quad (4.1)$$

donde R_n es el error de truncamiento y puede representarse como un término de la serie valuada en ξ tal que $a \leq \xi \leq x - a$

Desarrollando la serie de Taylor en torno a un valor x_i se llega a la siguiente representación:

$$u(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(x - x_i)^n u^{(n)}(x_i)}{n!} \quad (4.2)$$

4.1.1 Ecuaciones diferenciales aproximadas por diferencias finitas

Si consideramos que estamos trabajando con una variable discreta x_i con Δx como un incremento constante entonces:

$$x_i = i\Delta x; \quad i = 0, 1, 2, \dots;$$

Desarrollando $u(x_{i+1})$ de acuerdo a la ec. (4.2):

$$\begin{aligned} u(x_{i+1}) = u(x_i) + (x_{i+1} - x_i) \frac{du(x_i)}{dx} + \frac{(x_{i+1} - x_i)^2}{2!} \frac{d^2u(x_i)}{dx^2} + \dots \\ + \frac{(x_{i+1} - x_i)^n}{n!} \frac{d^n u(x_i)}{dx^n} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Pero $x_{i+1} - x_i = \Delta x$, entonces:

$$u(x_{i+1}) = u(x_i) + (\Delta x) \frac{du(x_i)}{dx} + \frac{(\Delta x)^2}{2!} \frac{d^2u(x_i)}{dx^2} + \dots + \frac{(\Delta x)^n}{n!} \frac{d^n u(x_i)}{dx^n} \quad (4.4)$$

Ahora bien, si quisiéramos obtener la expresión para la primera derivada, desarrollando $u(x_{i+1})$ hasta $n = 2$ y despreciando los términos de mayor orden:

$$u(x_{i+1}) = u(x_i) + (\Delta x) \frac{du(x_i)}{dx} + \frac{(\Delta x)^2}{2} \frac{d^2u(x_i + \xi)}{dx^2} \quad (4.5)$$

Donde $x_i + \xi \in (x_i, x_{i+1})$.

Despejando la primera derivada obtenemos su representación en *diferencias finitas hacia adelante*:

$$\frac{du(x_i)}{dx} = \frac{u(x_{i+1}) - u(x_i)}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (4.6)$$

Donde el orden de error:

$$O(\Delta x) = -\frac{(\Delta x)^2}{2} \frac{d^2 u(x_i + \xi)}{dx^2} \quad (4.7)$$

De manera análoga resolvemos para $u(x_{i-1})$

$$u(x_{i-1}) = u(x_i) - (\Delta x) \frac{du(x_i)}{dx} + \frac{(\Delta x)^2}{2} \frac{d^2 u(x_i + \xi_2)}{dx^2}; \quad (4.8)$$

$$x_i + \xi_2 \in (x_{i-1}, x_i)$$

y obtenemos la primera derivada por la aproximación de *diferencias finitas hacia atrás*:

$$\frac{du(x_i)}{dx} = \frac{u(x_i) - u(x_{i-1})}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (4.9)$$

Con un orden de error:

$$O(\Delta x) = -\frac{(\Delta x)^2}{2} \frac{d^2 u(x_i + \xi_2)}{dx^2} \quad (4.10)$$

El término $O(\Delta x)$ representa el orden del error de truncamiento así como de aproximación que está en función de la potencia a la que está elevado Δx , por lo tanto el orden de aproximación es mayor mientras más puntos sean utilizados y claro, en función de la resolución de la malla con la que se esté trabajando.

Si la expresión (4.2) la desarrollamos hasta $n=3$ para $u(x_{i+1})$ y $u(x_{i-1})$ y los restamos, obtendremos el desarrollo de *diferencias finitas centradas* de segundo orden para la primera derivada:

$$u(x_{i+1}) - u(x_{i-1}) = 2\Delta x \frac{du(x_i)}{dx} + \frac{(\Delta x)^3}{6} \frac{d^3 u(x_i + \xi_3)}{dx^3}; \quad (4.11)$$

$$x_i + \xi_3 \in (x_{i-1}, x_{i+1})$$

$$\frac{du(x_i)}{dx} = \frac{u(x_{i+1}) - u(x_{i-1})}{2\Delta x} + O(\Delta x)^2 \quad (4.12)$$

Donde:

$$O(\Delta x)^2 = -\frac{(\Delta x)^2}{6} \frac{d^3 u(x_i + \xi_3)}{dx^3} \quad (4.13)$$

La primera derivada obtenida diferencias centradas resulta ser una mejor aproximación debido a su orden que las resoluciones obtenidas hacia adelante y hacia atrás de primer orden. Desarrollando la Serie de Taylor de la función escalar para distintos puntos en el dominio y además, realizando combinaciones lineales de ellos como en el caso anterior, se pueden obtener aproximaciones en diferencias finitas de cualquier tipo (*i.e.*, hacia delante, hacia atrás y centradas) para la n -ésima derivada con m -ésimo orden de aproximación y por ende, con el uso de tantos puntos adyacentes como el orden lo permita.

La Tabla 4.1 muestra algunas aproximaciones en diferencias finitas para las primeras cuatro derivadas parciales en una dirección para diferentes órdenes de error.

Tabla 4.1

Derivada	Aproximación de diferencias finitas	Orden del Error
$\frac{\partial u}{\partial x}$	$\frac{u_{i+1} - u_i}{\Delta x}$	$O(\Delta x)$
	$\frac{u_i - u_{i-1}}{\Delta x}$	$O(\Delta x)$
	$\frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2\Delta x}$	$O(\Delta x)^2$
	$\frac{-u_{i+2} + 4u_{i+1} - 3u_i}{12\Delta x}$	$O(\Delta x)^2$
	$\frac{-u_{i+2} + 8u_{i+1} - 8u_{i-1} + u_{i-2}}{12\Delta x}$	$O(\Delta x)^3$
$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$	$\frac{u_{i+1} - 2u_i + u_{i-1}}{(\Delta x)^2}$	$O(\Delta x)^2$
	$\frac{-u_{i+2} + 16u_{i+1} - 30u_i + 16u_{i-1} - u_{i-2}}{12(\Delta x)^2}$	$O(\Delta x)^4$
$\frac{\partial^3 u}{\partial x^3}$	$\frac{u_{i+2} - 2u_{i+1} + 2u_{i-1} - u_{i-2}}{2(\Delta x)^3}$	$O(\Delta x)^2$
$\frac{\partial^4 u}{\partial x^4}$	$\frac{u_{i+2} - 4u_{i+1} + 6u_i - 4u_{i-1} + u_{i-2}}{(\Delta x)^4}$	$O(\Delta x)^2$

El desarrollo de diferencias finitas para las derivadas de $u(x)$ es realizada con respecto de una variable espacial (x). Pero las funciones que describen los propiedades físicas dependen de más variables y del cambio de dicha función con respecto a cada variable, de ahí que las ecuaciones diferenciales son utilizadas para modelar los fenómenos físicos en

tiempo y espacio.

Si tenemos una función $u(x, y, z, t)$ podemos discretizarla de manera que:

$$x_i = i\Delta x; \quad y_j = j\Delta y; \quad z_k = k\Delta z; \quad t_n = n\Delta t$$

Y utilizando una notación indicial para representar los pasos en tiempo y espacio de la función:

$$u(x_i, y_j, z_k, t_n) = u_{i,j,k}^n \quad (4.14)$$

Por convención se utilizan los subíndices i, j, k para denotar el paso de las variables espaciales x, y, z respectivamente; y el superíndice n indicando el paso en tiempo (Fig. 4.1).

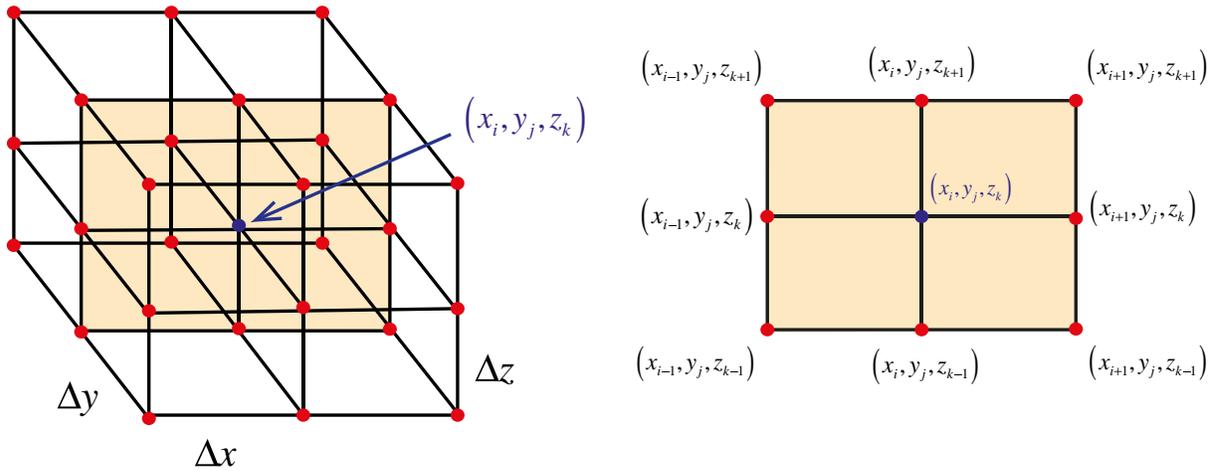


Fig. 4.1 Discretización en tres dimensiones del dominio de una función para las variables x, y, z de acuerdo a la notación indicial establecida.

Con esta discretización resulta más cómodo expresar las derivadas parciales de la función $u(x, y, z, t)$. Por ejemplo, la segunda derivada parcial con respecto a la variable discreta x_i se expresaría con un operador de diferencias finitas centradas de segundo orden como:

$$\frac{\partial^2 u(x, y, z, t)}{\partial x^2} = \frac{u_{i+1,j,k}^n - 2u_{i,j,k}^n + u_{i-1,j,k}^n}{(\Delta x)^2} \quad (4.15)$$

Y análogamente la representación de derivadas parciales de las demás variables espaciales. Si ahora se quisiera obtener la derivada parcial con respecto al tiempo t_n , expresándolo como una aproximación en diferencias finitas centradas de segundo orden:

$$\frac{\partial u(x, y, z, t)}{\partial t} = \frac{u_{i,j,k}^{n+1} - u_{i,j,k}^{n-1}}{2\Delta t} \quad (4.16)$$

4.1.2 Estabilidad: Análisis de Von Neumann

Una aproximación de diferencias finitas a una ecuación de derivadas parciales (EDP) puede ser consistente, pero su solución no necesariamente puede converger a la solución real esta EDP. La consistencia de una EDP hace referencia al grado en el cual la representación de diferencias finitas aproxima a la EDP original. De esta manera la diferencia entre la derivada original y su aproximación por el método numérico es el error de truncación que se expresa en (4.1).

Por lo anterior, el teorema de *Equivalencia de Lax* establece que un método numérico que es consistente debe además ser estable, con lo que en definitiva se garantiza la convergencia. La estabilidad de una aproximación numérica no tiene relación con la EDP misma, sino con la aproximación que supone su discretización para ser resueltas. La estabilidad es un criterio establecido en sentido estricto a problemas que tienen cambios transitorios (*i.e.*, variantes en el tiempo).

En forma general se tiene que si un esquema de aproximación es consistente y estable, es también convergente. En este sentido se tiene que en el caso que la grilla de aproximación se refina, la solución de la ecuación de diferencias finitas (EDF) se aproxima a la solución de la EDP original. Es importante remarcar que cada esquema numérico para diferentes tipos de ecuaciones diferenciales y de acuerdo al orden de su error presenta un criterio de estabilidad diferente

El desarrollo más importante para establecer el criterio de estabilidad es sin duda el análisis de estabilidad de Von Neumann. Este método se basa en la representación de una función en un determinado tiempo mediante una expansión de la Serie de Fourier. Tomemos la función $u(x, t)$ variante sólo respecto a una dimensión x y al tiempo, su representación en series de Fourier:

$$u(x, t) = \sum_f \bar{u}(t) e^{ifx} \quad (4.17)$$

Donde $i = \sqrt{-1}$ y la suma se realiza para todas las frecuencias de Fourier f . Dicho esto, dado que los esquemas de diferencias finitas se comportan de manera lineal, podemos tomar sólo el primer término de la serie expresar a $u(x, t)$ es de la forma:

$$u(x, t) = \bar{u}(t)e^{ifx} \quad (4.18)$$

Evaluando la expresión pasada en el punto (x_j, t_n) de manera que se tenga una relación en forma discreta:

$$u_j^n = \bar{u}(t_n)e^{ifj\Delta x} \quad (4.19)$$

Para simplificar la notación $\hat{u}(t_n) = \hat{u}_n$. Entonces:

$$\begin{aligned} u_j^n &= \bar{u}_n e^{ifj\Delta x} \\ u_{j+1}^n &= \hat{u}_n e^{if(j+1)\Delta x} \\ u_{j-1}^n &= \hat{u}_n e^{if(j-1)\Delta x} \\ u_j^{n+1} &= \hat{u}_{n+1} e^{ifj\Delta x} \end{aligned} \quad (4.20)$$

Estas expresiones pueden ser reemplazadas directamente en los esquemas de diferencias finitas en diferentes ED para obtener su estabilidad. Para ello es necesario introducir el término *factor de amplificación* (Richtmyer & Morton, 1967) definido como:

$$G = \left| \frac{\hat{u}_{n+1}}{\hat{u}_n} \right| \quad (4.21)$$

Para que la solución sea estable con respecto al tiempo, se debe de cumplir que $G \leq 1$. De otra manera, dado que n representa un entero positivo, \hat{u}_n será un valor que crecerá rápidamente. Por lo que se busca el mayor valor posible para G de manera que se mantenga ≤ 1 .

De acuerdo a lo anterior, para tener un mejor entendimiento se realizará el análisis de la estabilidad para la ecuación de difusión (3.49) para un esquema de orden $O(\Delta t, \Delta x^2)$ para una sola dimensión (x):

$$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} = c \frac{u_{j+1}^n - 2u_j^n + u_{j-1}^n}{(\Delta x)^2} \quad (4.22)$$

Reemplazando los términos (4.20) en la ecuación anterior:

$$\frac{\hat{u}_{n+1} e^{ifj\Delta x} - \hat{u}_n e^{ifj\Delta x}}{\Delta t} = c \frac{\hat{u}_n e^{if(j+1)\Delta x} - 2\hat{u}_n e^{ifj\Delta x} + \hat{u}_n e^{if(j-1)\Delta x}}{(\Delta x)^2} \quad (4.23)$$

Dividiendo (4.23) por $\hat{u}_n e^{ifj\Delta x}$ se obtiene:

$$\frac{\hat{u}_{n+1} - 1}{\hat{u}_n} = c \frac{e^{ifj\Delta x} - 2 + e^{-ifj\Delta x}}{(\Delta x)^2} \quad (4.24)$$

Reorganizando la expresión anterior para dejar $\frac{\hat{u}_{n+1}}{\hat{u}_n}$ con respecto a los demás términos:

$$\frac{\hat{u}_{n+1}}{\hat{u}_n} = \frac{c\Delta t}{(\Delta x)^2} (e^{if\Delta x} - 2 + e^{-if\Delta x}) + 1 \quad (4.25)$$

La expresión compleja del miembro derecho puede ser reemplazada por la siguiente identidad:

$$e^{if\Delta x} + e^{-if\Delta x} = 2 \cos(f\Delta x) \quad (4.26)$$

Y de acuerdo al factor de amplificación (4.21) se llega a:

$$G = \left| 1 + \frac{c\Delta t}{(\Delta x)^2} (2 \cos(f\Delta x) - 2) \right| \quad (4.27)$$

Aplicando la siguiente identidad trigonométrica:

$$\cos(f\Delta x) - 1 = -2\sin^2(f\Delta x/2) \quad (4.28)$$

Llegamos al resultado final:

$$G = \left| 1 - 4 \frac{c\Delta t}{(\Delta x)^2} \sin^2(f\Delta x/2) \right| \quad (4.29)$$

De acuerdo al criterio de estabilidad se tiene que cumplir que $G < 1$, esta condición para G de acuerdo a (4.29) queda como:

$$-1 < 1 - 4 \frac{c\Delta t}{(\Delta x)^2} \sin^2(f\Delta x/2) < 1 \quad (4.30)$$

Realizando simple algebra elemental:

$$2 > 4 \frac{c\Delta t}{(\Delta x)^2} \sin^2(f\Delta x/2) > 0 \quad (4.31)$$

El seno al cuadrado siempre es un número positivo entre 0 y 1, por lo que se satisface trivialmente la condición del lado derecho. Sin embargo, para la primera desigualdad, se tiene que cumplir la siguiente condición:

$$\frac{1}{2 \sin^2(f\Delta x/2)} > \frac{c\Delta t}{(\Delta x)^2} \quad (4.32)$$

Pero el máximo valor que puede tomar $\sin^2(f\Delta x/2)$ es 1, por lo que para mantener el criterio de estabilidad se requiere que se cumpla:

$$\frac{1}{2} > \frac{c\Delta t}{(\Delta x)^2} \quad (4.33)$$

El criterio que se ha desarrollado resulta importante para las implicaciones numéricas al realizar la discretización del tiempo y del espaciado de la malla. Por lo regular, primeramente se establece el Δx de acuerdo a los datos de inicio y de la resolución del dominio de trabajo que se quiere para posteriormente establecer un Δt . Para que el método numérico permanezca bajo control los pasos de tiempo requieren de ser más finos, de hecho éste tiene que ser mucho menor al cuadrado del incremento espacial.

4.2 Campo de deformaciones inducido por los SSE

4.2.1 Método de diferencias finitas escalonadas para la propagación de ondas.

Para el desarrollo de la primera etapa código utilizado para la obtención del campo de velocidades, implementa un método de diferencias finitas para la propagación de ondas, por lo que en esta sección se pretende dar un panorama muy básico de algunas consideraciones que se toman en cuenta en el programa, así como las ecuaciones que son resueltas con la aproximación de los esquemas numéricos.

Partiendo de la ecuación de momento:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \partial_j \sigma_{ij} + f_i \quad (4.34)$$

Además, de acuerdo a las relaciones (3.7) y (3.11), los esfuerzos pueden ser descritos en términos de los desplazamientos de la siguiente manera:

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} \varepsilon_{kk} + \mu (\partial_i u_j + \partial_j u_i) \quad (4.35)$$

Si ahora describimos la derivada temporal σ_{ij} de acuerdo a la ecuación anterior entonces:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial t} = \lambda \delta_{ij} \partial_k u_k + \mu \frac{\partial}{\partial t} (\partial_i u_j + \partial_j u_i) \quad (4.36)$$

De esta manera para representar un sistema de *ecuaciones hiperbólicas de primer orden*, se

puede sustituir el término de la derivada temporal del vector desplazamiento por el vector velocidad:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = v_i \quad (4.37)$$

Por lo que las ecuaciones (4.34) y (4.36) pueden reescribirse como:

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} = \partial_j \sigma_{ij} + f_i \quad (4.38)$$

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial t} = \lambda \delta_{ij} \partial_k v_k + \mu (\partial_i v_j + \partial_j v_i) \quad (4.39)$$

Para un medio 3D y si se desprecian las fuerzas de cuerpo actuando en el medio, el sistema de ecuaciones esfuerzo-velocidad (Madariaga, 1976) para $i, j = x, y, z$ quedaría expresado como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} &= \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} &= \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} &= \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial t} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_x}{\partial x} + \lambda \left(\frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial t} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_y}{\partial y} + \lambda \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial t} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_z}{\partial z} + \lambda \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial t} &= \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial t} &= \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (4.40)$$

$$\frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial t} = \mu \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right)$$

Para resolver este sistema de ecuaciones es necesario discretizar el medio y utilizar, por ejemplo, el método de diferencias finitas. Los coeficientes en las ecuaciones en (4.40) corresponden a propiedades elásticas del medio características en cada punto de la malla del medio. Para poder asignar dichas propiedades, así como los valores de velocidad y de esfuerzo en cada punto se ha implementado el esquema de *mallas escalonadas* (*staggered-grid* en inglés) introducido por Madariaga (1976) y posteriormente adaptado por Vireux (1986). La discretización de esta malla calcula los valores de las velocidades y los esfuerzos en diferentes puntos de la malla separados por la mitad de la longitud de la malla tanto en espacio como en tiempo (Fig. 4.2).

Éste método resulta ser muy eficiente en la propagación de ondas en medios heterogéneos siendo muy recurrido en diversos trabajos por lo que se puede abundar más en la literatura si se desea entrar en mayor detalle (Madariaga, 1976; Vireux, 2986, Levander, 1988; Olsen *et. al*, 1995, 1997; Cruz-Atienza & Vireux, 2004).

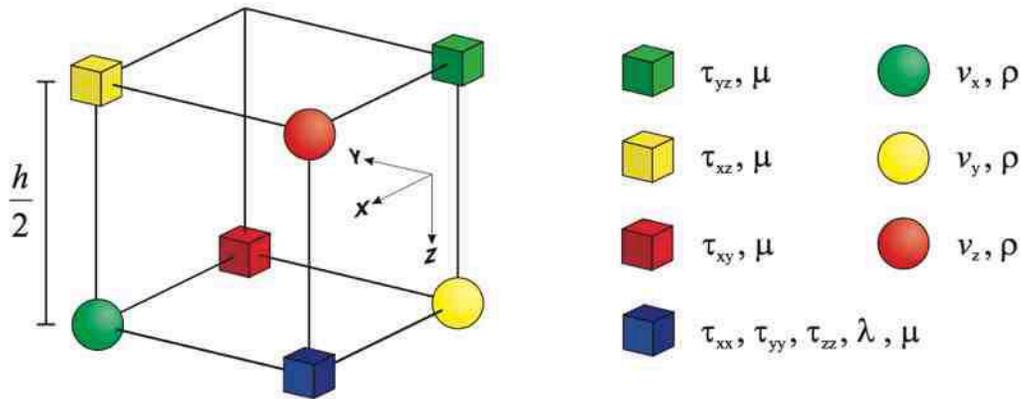


Fig. 4.2 Malla escalonada en 3D donde τ_{ij} representan las componentes del tensor de esfuerzos, v_i y μ, λ, ρ las constantes de Lamé y la densidad respectivamente (Tomado de Cruz-Atienza, 2006,).

El código en diferencias finitas en 3D utiliza el esquema de malla escalonada de segundo orden en tiempo y cuarto orden en espacio $O(\Delta t^2, \Delta h^2)$ (Levander, 1988) optimizando la precisión y la estabilidad del esquema, con la condición de que se requieren muestrear al menos 5 nodos por la longitud de onda más pequeña de manera que se evite la dispersión numérica en la malla (Moczo *et al.*, 2000).

4.2.2 Modelo de velocidades y geometría del slab

Para el modelado del sismo silencioso, tanto para la etapa del uso del código en diferencias finitas en 3D, como para la obtención de los parámetros que controlan la presión de confinamiento en la etapa del modelado poroelástico es necesario contar con un modelo de velocidades. En este trabajo se utilizó y modificó el modelo de velocidades de Iglesias *et al.* (2010).

El modelo inicial comprende la distribución de velocidades de onda S debajo de la parte central de México obtenido gracias al largo y denso arreglo lineal MASE perpendicular a la línea de costa. La obtención del modelo de velocidades se realizó mediante la inversión tomográfica de la dispersión de ondas superficiales para sismos regionales (Iglesias *et al.*, 2010).

Para la implementación en la obtención del campo de desplazamientos se considera este modelo de velocidades en 2.5 D, *i.e.*, que resulta invariante a lo largo de la costa, por lo que el modelo obtenido debajo del arreglo MASE es extendido a lo largo del volumen de simulación.

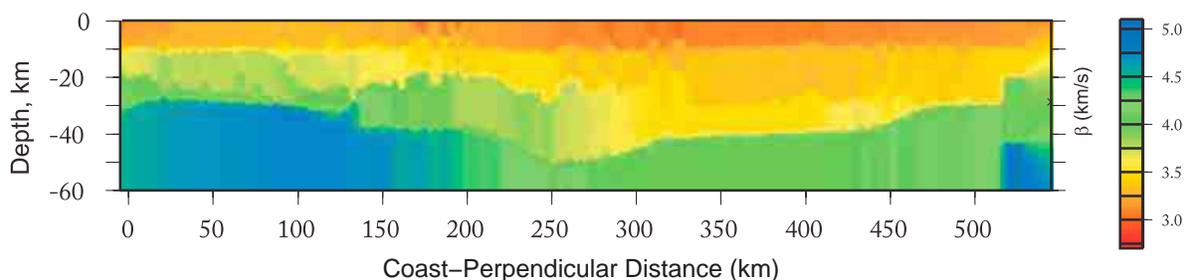


Fig. 4.3 Modelo de velocidades de onda S inicial para la sección perpendicular a la costa y a profundidad obtenido a partir de la dispersión de ondas superficiales (Modificada de Iglesias *et al.*, 2010).

Con el modelo anterior se realizó una interpolación espacial cúbica y posteriormente se extrapoló 25 km a profundidad y 40 km de la costa hacia la trinchera para aplicar un suavizamiento a todo el dominio de velocidades mediante un filtro gaussiano.

La geometría del slab considerada en este trabajo se basa en trabajos recientes que han sido mencionados en el apartado 2.3.1 y divide el slab en 4 segmentos principalmente. El primer segmento va desde la trinchera hasta donde comienza la línea de costa teniendo un ángulo de buzamiento de 8° ; el segundo segmento un ángulo de 19° midiendo 66 km aproximadamente; el tercer segmento corresponde a la zona plana horizontal de la interface que corre desde los 85 km de la costa hacia los 225 km; por último, el segmento donde hace inmersión la corteza oceánica hacia el manto con un ángulo de 75° . La geometría utilizada para el modelo es coincidente con la utilizada por Radiguet *et al.* (2011, 2012) para la obtención de los deslizamientos sobre la interface.

A la estructura de velocidades con la geometría propuesta se ha introducido las características de la corteza oceánica subducida que han sido estimadas mediante funciones de receptor (Kim *et al.*, 2010) y conversiones de onda SP (Song *et al.*, 2009).

La capa de ultrabaja velocidad y de presión de poro alto coincide con la corteza oceánica superior con un espesor de 5 km y velocidad de onda S de 2.7 km/s, y de acuerdo al valor alto del cociente V_p/V_s calculado para la zona subhorizontal en esta capa, el valor de V_p introducido es de 5.54 km/s ($V_p/V_s \approx 2.0$). Además se agregó una capa de baja velocidad correspondiente a la corteza oceánica inferior con $V_s = 4.1$ km/s y $V_p = 6.98$ km/s con un espesor de 5 km también (Song *et al.*, 2009).

Tomando todas las consideraciones previas obtenemos nuestro modelo completo de velocidades con la geometría correspondiente como se muestra en la Fig. 4.4 del cual partimos para la obtención de diversas constantes poroelásticas en toda la sección donde se realiza el modelado de los SSEs.

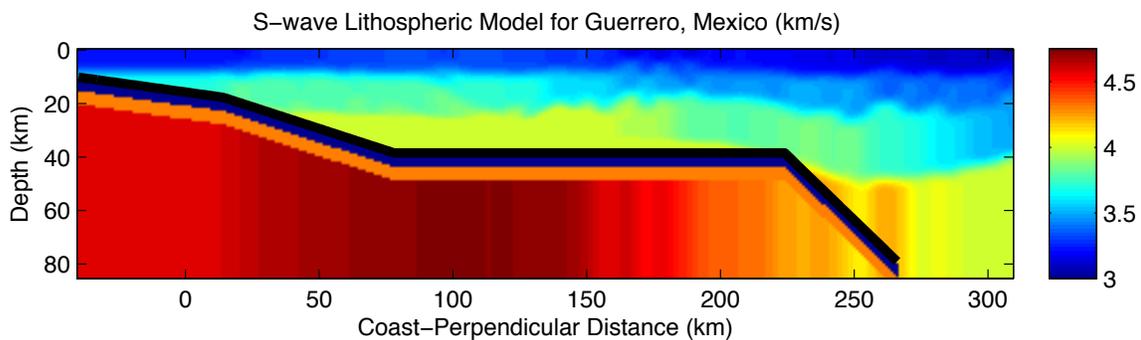


Fig. 4.4 Modelo de velocidades de onda S con la geometría del slab (línea negra) integrando las características de la corteza oceánica subducida para el modelado del SSE.

4.2.3 Campo de desplazamiento

Como fue mencionado al introducir este capítulo, al código se le introducen condiciones de frontera absorbentes de tipo PML (*Perfectly Matched Layer*) (Marcincovich & Olsen, 2003) que son acopladas al sistema de ecuaciones (4.40) de esta manera se evita se tengan artefactos en los límites de la malla del modelo como reflexiones espurias y en nuestro caso para la eliminación de la propagación de ondas de manera que se pueda obtener el campo de velocidades estático final.

Los nodos de la malla empleada en el desarrollo numérico están separados por $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1000$ m donde las direcciones de x, y, z representan la direcciones perpendicular a la costa, paralela a la costa y a profundidad respectivamente. El volumen donde se realizó la simulación está representado y visto en planta en la Fig. 4.5 con dimensiones de $350 \times$

420×86 km mismas que corresponden al número de celdas en las direcciones x, y, z respectivamente. El paso en tiempo Δt es de 0.03 s y se genera el tiempo suficiente (200 s) para la obtención del campo quasi-estático.

Para la generación del campo quasi-estático se ha considerado la evolución espacial y temporal del deslizamiento ocasionado por los sismos silenciosos como es explicado en la sección 2.2.2.1 (Radiguet *et al.*, 2011, 2012). En particular se ha tomado la distribución final del deslizamiento en la interface para cada incremento de 10 días por lo que se tienen tantas simulaciones como incrementos durante el SSEs. De ahí, que la fuente para generar la propagación de ondas y por ende el campo de velocidades, siguiendo la estrategia antes descrita, sean las dislocaciones en subfallas sobre la interface (Radiguet *et al.*, 2011).

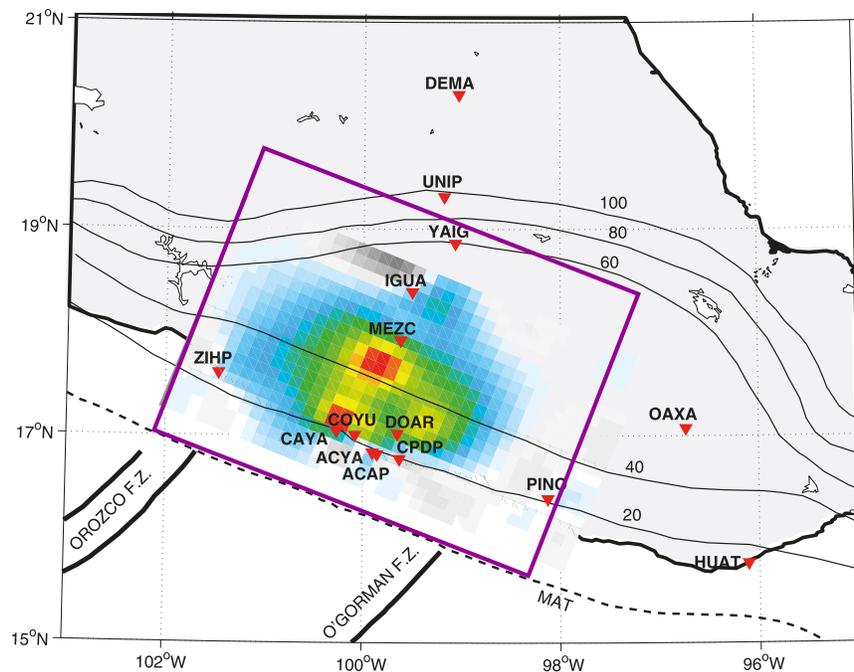


Fig. 4.5 Ubicación del volumen de simulación para la obtención de los desplazamientos debido a los SSEs visto en planta (cuadro púrpura) sobre el deslizamiento final del SSE de 2006 (Modificado de Radiguet *et al.*, 2011).

Estas dislocaciones están descritas por un área (*i.e.* área de la subfalla) de ruptura donde el deslizamiento en cada incremento varía con el tiempo, por lo que se puede obtener la distribución de la tasa de momento sísmico y posteriormente el tensor de momento sísmico que es ingresada al sistema de ecuaciones (4.40) a través del término de fuerzas de cuerpo f_i en la ecuación (4.38) (Graves, 1996) claramente por la relación que guardan las componentes del tensor y el par de fuerzas de cuerpo equivalentes que representan.

Realizando una integración numérica obtenemos el campo de desplazamientos para cada incremento. El nuevo campo de desplazamientos es obtenido sólo para un volumen de

350×4×86 ubicado cerca de Acapulco y en dirección del arreglo MASE (Fig. 4.6) coincidente con la mejor resolución en la inversión del deslizamiento para los SSEs de 2006 y 2009-2010 (Fig. 2.20)

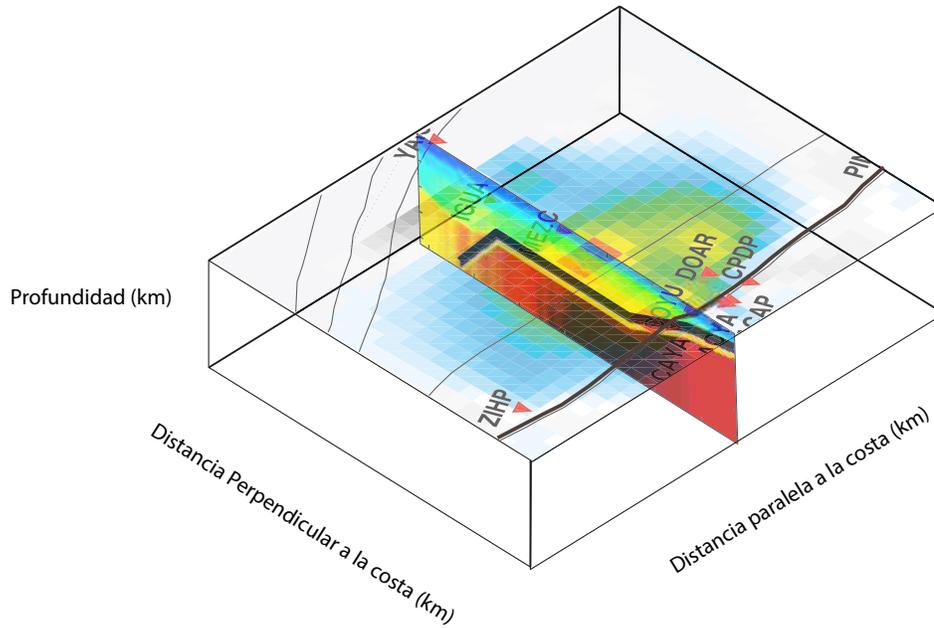


Fig. 4.6 Sección con el modelo de velocidades y geometría del slab dentro del volumen de simulación donde se obtiene el campo de deformaciones inducidas por los SSE. Sobre la superficie se muestra el deslizamiento final del SSE de 2006 obtenido por Radiguet *et al.* (2010).

4.2.4 Deformación quasi-estática inducida por los SSEs

Los deslizamientos asísmicos de los SSEs generan un campo desplazamientos que generan a su vez un campo de deformaciones. Las deformaciones como se explicó en el capítulo 3 se mediante las derivadas parciales espaciales de los desplazamientos tal como es expresado en (3.7):

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Con los desplazamientos en las direcciones de los ejes principales para cada punto de la malla, se derivan parcialmente con respecto a las tres componentes del sistema. Para la obtención de estas derivadas espaciales, se ha aplicado un esquema convencional de diferencias finitas centradas y hacia delante de cuarto orden. Para la derivada parcial con respecto a la dirección x :

Centradas:

$$\frac{\partial u_{i,j,k}^n}{\partial x} = \frac{c_1(u_{i,j,k}^n - u_{i-1,j,k}^n) + c_2(u_{i+1,j,k}^n - u_{i-2,j,k}^n)}{\Delta x} + O(\Delta x)^4 \quad (4.41)$$

Hacia delante:

$$\frac{\partial u_{i,j,k}^n}{\partial x} = \frac{c_1(u_{i,j,k}^n - u_{i+1,j,k}^n) + c_2(u_{i+3,j,k}^n - u_{i,j,k}^n)}{\Delta x} + O(\Delta x)^4 \quad (4.42)$$

Con $c_1 = 9/8$ y $c_2 = -1/24$

De manera análoga se utilizan los esquemas anteriores para las demás direcciones. Por consiguiente se tienen los valores de las derivadas en los nodos que son necesarios para calcular el tensor de deformaciones para cada punto sobre la sección de nuestro interés. Por el alcance de esta tesis, sólo nos es de interés los cambios longitudinales ($\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$) por lo que sólo está en función de las derivadas parciales del desplazamiento en una dirección con respecto a la misma dirección.

4.3 Obtención y evolución de la presión de poro

4.3.1 Reconstrucción de la presión de confinamiento

A partir de la matriz de deformaciones en cada punto de la malla de nuestro modelo se puede obtener la dilatancia (ε_{kk}) o el cambio volumétrico generado debido a las dislocaciones de los SSE de acuerdo a la relación (3.8). Por consiguiente, es generado un valor escalar $\varepsilon_{kk}(i, j)$ para cada nodo de la sección y la distribución de los cambios volumétricos sobre toda la región de estudio como es mostrada en la Fig. 4.7.

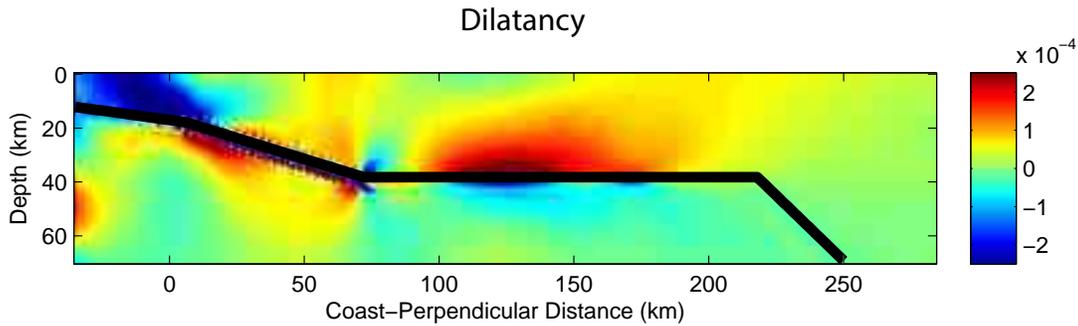


Fig. 4.7 Representación de la dilatancia acumulada para el final del sismo silencioso de 2006.

Con la dilatancia podemos encontrar la presión de confinamiento (P_c) a partir de la relación (3.16) y despejando P_c :

$$P_c = -K\varepsilon_{kk} \quad (4.43)$$

Para ello es necesario obtener K , a través de los parámetros de Lamé (μ y λ) de acuerdo a (3.16) y éstas a su vez pueden ser calculadas mediante las velocidades de onda P y S. El modelo de velocidades para la onda P es obtenido a partir del modelo de velocidades de onda S usando la relación conocida para un medio lineal e isótropico:

$$V_p = \sqrt{3} V_s \quad (4.44)$$

Solamente las velocidades de la onda P en el slab no se calcularon con la relación anterior y han sido impuestos de manera que se conserven los cocientes V_p/V_s como se menciona en el apartado anterior.

Las constantes de Lamé pueden ser calculadas mediante las siguientes relaciones:

$$\mu = V_s^2 \rho \quad \lambda = \rho V_p^2 - 2\mu \quad (4.45)$$

Donde la densidad puede ser obtenida a través de (Berteussen, 1977):

$$\rho = (0.32 * V_p/1000 + 0.77) * 1000 \quad (4.46)$$

De esta manera obtenemos los valores de K para toda la corteza continental y oceánica:

$$K = \lambda + \frac{2}{3}\mu \quad (4.47)$$

Al calcular K para todos los puntos de la sección obtenemos la P_c debido a los incrementos en el cambio de volumen calculados para cada 10 días, por lo tanto se obtendrán tantos cambios en la presión de confinamiento (ΔP_c) como incrementos en la deformación causados por los deslizamientos durante el sismo silencioso. Estos incrementos de P_c se irán acumulando de manera que pueda visualizarse la evolución temporal y espacial durante el SSE. En la Fig. 4.8 se muestra la presión de confinamiento acumulada calculada para dos periodos de tiempo diferentes.

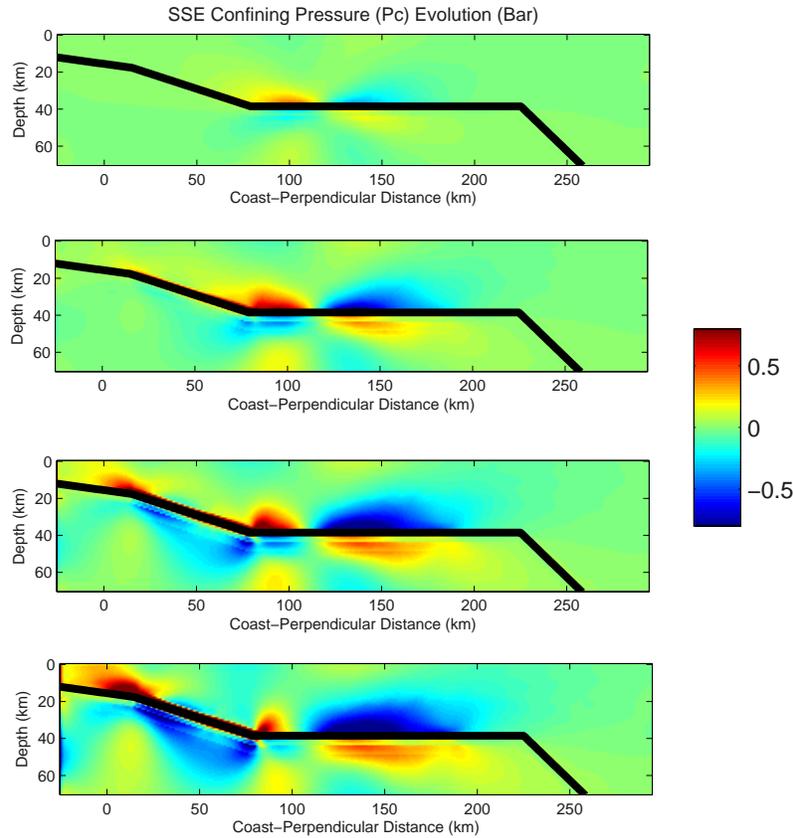


Fig. 4.8 Ejemplo de la evolución de la presión de confinamiento para cuatro periodos diferentes del SSE de 2006.

4.3.2 Aproximación de la presión de poro bajo condiciones *undrained*

Una vez reconstruido el cambio en la presión de confinamiento para el perfil de la zona de subducción, es posible obtener una aproximación de la presión de poro (P_p) a través de la P_c . La relación que hace posible esto es (Rice, 1998):

$$P_p = B \cdot P_c \quad (4.48)$$

Donde el coeficiente de Skempton (B) es asignado a todos los puntos donde se ha estimado la P_c . Es importante aclarar que esta condición sólo se cumple en condiciones *undrained*, ya que para cada incremento de 10 días, se supone un cambio “instantáneo” en la presión de confinamiento de tal manera que no permita la interacción del fluido en cada punto del espacio con los puntos vecinos.

Utilizando la relación (4.48) es posible confinar los fluidos mediante B , solamente en la zona donde hay evidencia de su existencia, i.e. a lo largo de la zona subhorizontal y en la capa de ultrabaja velocidad en la parte superior del slab (Song *et al.*, 2009). Como fue mencionado en el capítulo 3, Skempton indica la saturación de fluidos de una roca. Por lo

tanto, para la USL asignamos un valor de Skempton de 0.9 (saturado de fluidos) y fuera de la zona del slab valores muy pequeños, cercanos a cero. De esta manera al aplicar la relación (4.48) obtendremos un valor de Presión de poro inducida (P_p) únicamente dentro del slab (Fig. 4.9)

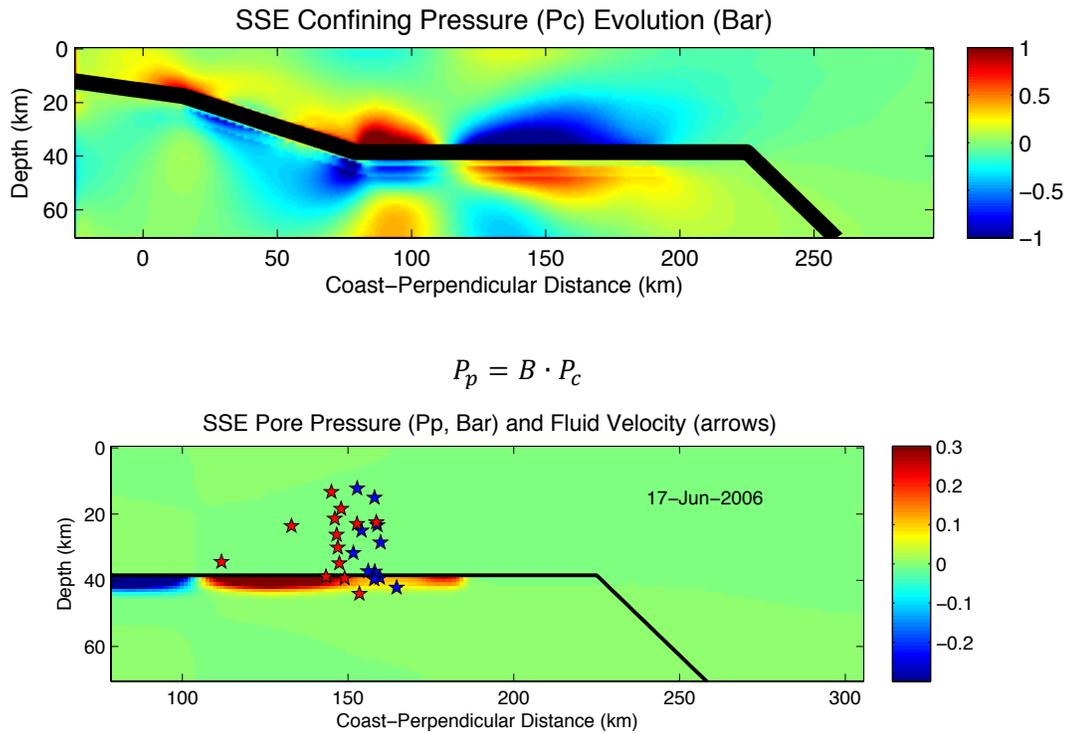


Fig. 4.9 Obtención de los incrementos en la presión de poro (abajo) inducida por los incrementos en la presión de confinamiento (P_c , arriba) bajo condiciones *undrained*.

Para confinar la presión de poro inducida mediante Skempton, aplicamos un taper horizontal y vertical a lo largo y a profundidad del slab respectivamente, de manera que los valores de B en los límites de la zona confinada vayan disminuyendo y de esta manera no se tenga un cambio más natural y no tan brusco dentro y en las fronteras del slab. Se utilizó una ventana Tukey (Fig. 4.10), que se caracteriza por ser una ventana de tipo cosenoidal.

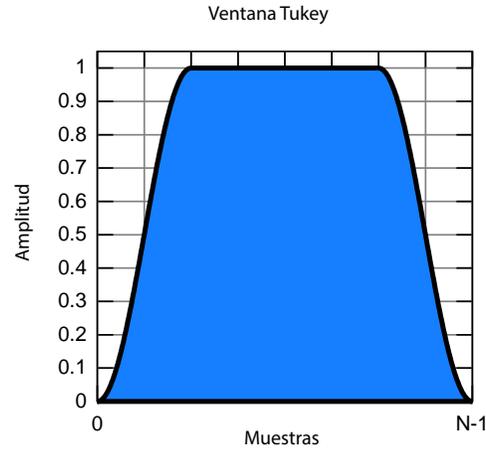


Fig. 4.10 Ventana cosenoidal Tukey con $\alpha = 0.5$

El taper horizontal es aplicado para todo el largo del perfil (*i.e.*, perpendicular a la costa) a cada kilometro de profundidad. La ventana tiene una longitud de 230 km correspondiente a donde se tiene información que se encuentra la capa de USL, a partir del *kink* donde comienza el comportamiento horizontal del slab y hasta una distancia donde se tiene el pulso de deshidratación más alejado de la costa (Manea *et al.*, 2011).

El taper vertical se aplica de manera diferente. Se toma en cuenta sólo media ventana, desde uno de los extremos y hasta la mitad donde la ventana alcanza sus máxima amplitud (*i.e.*, cuando el valor de la ventana corresponde a 1) tomando en cuenta que se tiene mayor saturación de fluidos en la parte superior del slab que se encuentra en contacto con la frontera impermeable y va disminuyendo a profundidad tomando en cuenta que los valores con mayor peso corresponden al los valores de Skempton que se encuentran dentro del espesor de la capa de USL (5 km) y tendiendo a 0 después de pasar el espesor de esta (Fig. 4.11).

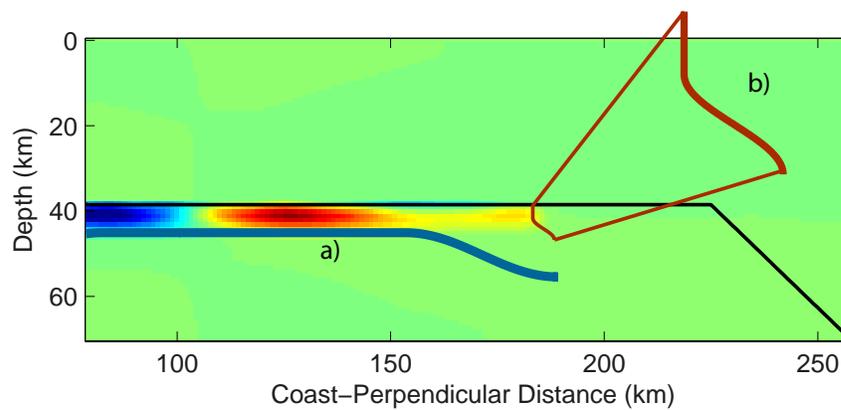


Fig. 4.11 Esquema de los tapers horizontal (azul) y vertical (rojo) aplicados en la capa del slab.

4.3.3 Solución de la ecuación de difusión por diferencias finitas

Con la obtención de P_p tendremos un incremento en la presión de poro cada ΔT (10 días) que correspondería al valor inicial que es ingresado antes de resolver la ecuación de difusión o de transporte del fluido (3.46).

La ecuación de difusión se resolverá por medio de diferencias finitas centradas de orden $O(\Delta t, \Delta x^2)$. Esta se resolverá en los intervalos entre los ΔT , *i.e.*, se resolverá durante los 10 días, para cada 0.5 horas, este segundo incremento se representará como Δt . La separación de los puntos en la malla para x y para z serán de 1 km como se ha venido manejando desde la obtención del campo de desplazamientos:

$$\Delta x = \Delta z = 1 \text{ km}$$

donde x representa el eje coordenado paralelo a la distancia perpendicular a la costa, y z la profundidad del perfil.

Para la solución del transporte difusivo de los fluidos, hemos realizado ciertas modificaciones a la ecuación de acuerdo a las características en las que se resuelve.

Como se ha mencionado, al utilizar P_p como condición inicial, sólo obtendremos valores dentro de los 5 km de la capa de USL, por lo tanto al realizar la difusión de P_p , sólo se tendrán valores dentro de la capa facilitando el uso de las propiedades elásticas y poroelásticas del medio, *i.e.*, de esta manera sólo nos enfocaremos en designar las propiedades que correspondan a la zona donde se tienen fluidos, ignorando la partes sobre la interface y hacia el manto oceánico.

De la ec. (3.46):

$$c\nabla^2 \left(\varepsilon_{kk} + \frac{\alpha}{K_u - K} p \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon_{kk} + \frac{\alpha}{K_u - K} p \right)$$

Para facilitar el desarrollo del esquema numérico establecemos:

$$A = \frac{\alpha}{K_u - K} \quad (4.49)$$

Por lo tanto reescribiendo la ecuación tenemos que:

$$c(\nabla^2 \varepsilon_{kk} + A\nabla^2 p) = \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_{kk} + A \frac{\partial}{\partial t} p \quad (4.50)$$

Pero los cambios en la dilatancia (ε_{kk}) se dan solamente en los incrementos de ΔT , por lo que los cambios temporales para cada Δt dentro de la ventana de difusión correspondientes a ε_{kk} pueden despreciarse:

$$\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_{kk} \approx 0 \quad (4.51)$$

Por lo que la ecuación (4.50) se simplifica:

$$c(\nabla^2 \varepsilon_{kk} + A \nabla^2 p) = A \frac{\partial}{\partial t} p \quad (4.52)$$

Y desarrollando para dos dimensiones en las direcciones x y z que fueron definidas anteriormente:

$$c \left[\left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{kk}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{kk}}{\partial z^2} \right) + A \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) \right] = A \frac{\partial}{\partial t} p \quad (4.53)$$

Para la obtención del miembro izquierdo de la expresión anterior, se ha empleado un esquema de diferencias finitas centradas de segundo orden. De esta manera se obtienen las aproximaciones de las derivadas parciales de orden 2 para ε_{kk} y p .

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{kk}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{kk}}{\partial z^2} = \frac{\varepsilon_{kk(i-1,j)} + \varepsilon_{kk(i+1,j)} - 4\varepsilon_{kk(i,j)} + \varepsilon_{kk(i,j-1)} + \varepsilon_{kk(i,j+1)}}{\Delta x^2} \quad (4.54)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{p_{(i-1,j)}^n + p_{(i+1,j)}^n - 4p_{(i,j)}^n + p_{(i,j-1)}^n + p_{(i,j+1)}^n}{\Delta x^2} \quad (4.55)$$

Donde (i, j, k) representan los índices de discretización para los pasos en la dirección x, z y en tiempo respectivamente.

Los cambios espaciales de ε_{kk} son los mismos para toda la ventana de difusión. A diferencia de p se tiene un valor diferente en el Laplaciano para un determinado Δt que se representa con el superíndice n en la ecuación (4.55).

Para el cambio temporal de la presión de poro, el miembro de la derecha, se aproxima con un esquema de primer orden

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p_{(i,j)}^{n+1} - p_{(i,j)}^n}{\Delta t} \quad (4.56)$$

Por lo tanto, sustituyendo los esquemas para cada miembro y utilizando un esquema de diferencias finitas explícito, obtenemos la solución de la ecuación poroelástica de difusión para nuestro caso

$$p_{(i,j)}^{n+1} = p_{(i,j)}^n + \frac{c\Delta t}{\Delta x^2} \left[\frac{1}{A} (\varepsilon_{kk(i-1,j)} + \varepsilon_{kk(i+1,j)} - 4\varepsilon_{kk(i,j)} + \varepsilon_{kk(i,j-1)} + \varepsilon_{kk(i,j+1)}) + (p_{(i-1,j)}^n + p_{(i+1,j)}^n - 4p_{(i,j)}^n + p_{(i,j-1)}^n + p_{(i,j+1)}^n) \right] \quad (4.57)$$

Este esquema resuelve la variación espacio-temporal de la presión de poro y para incrementos de 10 días a lo largo de la duración del sismo silencioso. Posteriormente al evento dejamos que continúe la difusión sin cambios en presión de confinamiento por aproximadamente 6 meses.

Lo anterior es posible tomando en consideración que la deformación intersísmica (*i.e.*, inducida por la convergencia de las placas) resulta ser de órdenes más pequeños que el de un sismo silencioso puesto que no produce un cambio considerable en el estado de dilatación final del sismo silencioso como puede apreciarse en la (4.12) para el SSE de 2006 (Rivet *et al.*, 2011).

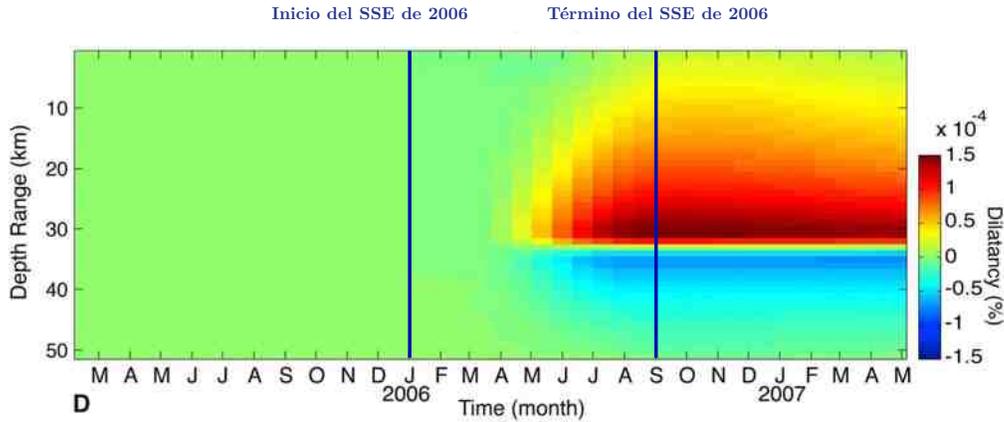


Fig. 4.12 Dilatación acumulada calculada debajo del arreglo MASE y promediada entre 85 km y 220 km de la costa. Se observa que la deformación intersísmica después del periodo del SSE de 2006 no tiene efectos considerables al estado final de dilatación (Modificada de Rivet *et al.*, 2011).

4.3.4 Análisis de estabilidad del esquema

Siguiendo el análisis de estabilidad Von Neumann desarrollado en la sección 4.1.2 tenemos que para el esquema desarrollado para nuestra ecuación de difusión:

$$G = \left| 1 - 4 \frac{c\Delta t}{(\Delta x)^2} \sin^2(f\Delta x/2) - 4 \frac{c\Delta t}{(\Delta z)^2} \sin^2(f\Delta z/2) \right| \quad (4.58)$$

Pero como $\Delta x = \Delta z$ la expresión se reduce a:

$$G = \left| 1 - 8 \frac{c\Delta t}{(\Delta x)^2} \sin^2(f\Delta x/2) \right| \quad (4.59)$$

Por lo que cumpliendo que $G < 1$:

$$2 > 8 \frac{c\Delta t}{(\Delta x)^2} \sin^2(f\Delta x/2) > 0 \quad (4.60)$$

Con lo que la condición se satisface para la desigualdad del lado derecho. Para que la desigualdad del lado izquierdo se cumpla, tomando el máximo valor que puede tomar la función $\sin^2(f\Delta x/2) = 1$, la condición de estabilidad se cumple si:

$$\frac{1}{4} > \frac{c\Delta t}{(\Delta x)^2} \quad (4.61)$$

4.3.5 Condiciones de frontera

Como ya se mencionó, al resolver la ecuación de difusión, se ingresaban condiciones iniciales de P_p para la zona donde asumimos contenido de fluidos, pero además de esta condición, de acuerdo a Audet *et al.*, (2009) para que los fluidos se mantengan en esta zona toda la capa debe contener una permeabilidad lo suficientemente pequeña para evitar el flujo fuera de ella. O bien, que se tenga un sello impermeable en la parte superior de la capa impidiendo el flujo de fluidos hacia la parte superior de la corteza continental. Para el modelo planteado en este trabajo tomamos la segunda opción sugiriendo una permeabilidad del sello (k_s) lo suficientemente baja para que la permeabilidad dentro de la capa (k) sea lo adecuada para permitir la migración de los fluidos dentro de ella (*i.e.*, $k_s > k$).

Resolvemos la ecuación para toda la malla sabiendo que en zonas donde no se tengan valores de B altos, no existirán cambios en la presión de poro.

Partiendo de lo anterior, aplicamos la condición de frontera de la ecuación de difusión a una profundidad de 39 km ubicada en la parte superior de la capa impidiendo el transporte de fluidos hacia la parte superior del sello. Todo esto implica que se cumpla la condición:

$$c\nabla^2(\varepsilon_{kk} + Ap) = 0 \quad (4.62)$$

Pero como el sello impide un flujo en la dirección de z , el Laplaciano ∇^2 sólo se realiza con respecto a esa dirección:

$$\frac{d^2\varepsilon_{kk}}{dz^2} + A \frac{d^2p}{dz^2} = 0 \quad (4.63)$$

Con la ecuación anterior aplicamos en el índice donde se encuentra el sello (j_{seal}) un esquema de diferencias finitas hacia atrás para ε_{kk} y p :

$$\left. \frac{d^2 p}{dz^2} \right|_{(i,j_{seal})} = \frac{p_{(i,j_{seal})}^n - 2p_{(i,j_{seal}-1)}^n + p_{(i,j_{seal}-2)}^n}{\Delta z^2} \quad (4.64)$$

$$\left. \frac{d^2 \varepsilon_{kk}}{dz^2} \right|_{(i,j_{seal})} = \frac{\varepsilon_{kk(i,j_{seal})}^n - 2\varepsilon_{kk(i,j_{seal}-1)}^n + \varepsilon_{kk(i,j_{seal}-2)}^n}{\Delta z^2} \quad (4.65)$$

Por lo que el esquema numérico explícito para la C.F. de acuerdo a (4.6) queda como:

$$p_{(i,j_{seal})}^k = 2p_{(i,j_{seal}-1)}^n - p_{(i,j_{seal}-2)}^n - \frac{1}{A} (\varepsilon_{kk(i,j_{seal})}^n - 2\varepsilon_{kk(i,j_{seal}-1)}^n + \varepsilon_{kk(i,j_{seal}-2)}^n) \quad (4.66)$$

4.3.6 Coeficiente de difusividad hidráulica

Un factor importante en el desarrollo de la ecuación (3.46) es el coeficiente de difusividad c , que como se muestra en la ec. (3.47) está en función principalmente de la permeabilidad k , y de diversos parámetros poroelásticos (*i.e.*, K , K_u , K_s , K_f , G).

$$c = \frac{k(K_u - K)(K + \frac{4\mu}{3})}{\eta_f \alpha^2 (K_u + \frac{4\mu}{3})} \quad (4.67)$$

Como se han confinado los fluidos solamente en la parte del slab mediante Skempton, brinda la facilidad de trabajar sólo con valores poroelásticos del material que se encuentra en la capa de 5 km y de esta manera evitar la dificultad de realizar un cálculo para todas estas constantes fuera de la zona de difusión. Por supuesto, todo ello implica que se asuma un tipo de roca congruente para esa zona y simplemente enfocarse en la caracterización de las propiedades poroelásticas de ese tipo de roca, principalmente para K_u , K_s , que son valores específicos obtenidos experimentalmente para diferente composición de rocas.

De acuerdo a las características de la corteza oceánica, las rocas dominantes en ella corresponden a material basáltico y metamórfico, además el valor de K obtenido para la zona de baja velocidad resulta ser alto para cualquier otro tipo de roca sedimentaria. Además, se debe cumplir que $K_s > K$ por lo que el módulo de compresibilidad de la parte sólida para el basalto cumple con esa condición.

Con los valores de K_s , K y B propuesto para la capa saturada de fluidos, obteniendo α de la relación (3.34) y sustituyéndolo en la ecuación (3.51) podemos despejar y obtener el valor de K_u :

$$K_u = \frac{K}{1 - \alpha B} \quad (4.68)$$

Para el coeficiente de viscosidad del fluido, se ha tomado el del agua sometida a condiciones supercríticas, *i.e.*, a una presión de 1 GPa y a una temperatura de 500°C. Para estas condiciones la viscosidad del agua resulta $\eta_f = 1 \times 10^{-4}$ [Pa · s].

El valor que más domina en la obtención de la difusividad hidráulica es la permeabilidad (k). Para establecer un valor de k , hemos tomado como criterio que los fluidos están confinados debido a un sello con una permeabilidad muy baja o casi impermeable. Peacock *et al.*, calcularon la permeabilidad del sello mediante la Ley de Darcy y la deshidratación metamórfica en la interface para Cascadia. En sus resultados obtuvieron que el valor de k en el sello con un espesor de 1 km es aproximadamente 3×10^{-20} m² siendo un valor bajo de tal manera que asegura el confinamiento debajo de este sello.

El hecho de que el sello mantenga una permeabilidad tan baja, supone que la permeabilidad debajo de éste, sea de algunos órdenes mayores. Se han realizado diversos estudios que pretenden encontrar las permeabilidades que predominan tanto en la corteza continental como en la corteza oceánica en diversas regiones del mundo (Fisher *et al.*, 1998, Shapiro *et al.*, 1997). De acuerdo a la recopilación de permeabilidades para la composición basáltica de la corteza oceánica por Fisher *et al.* (1998) se tiene un rango entre $10^{-13} - 10^{-16}$.

Con las consideraciones anteriores, los valores poroelásticos que caracterizan la capa de baja velocidad saturada de fluidos considerando $B \sim 0$:

$$K_u = 5.84 \times 10^{10} \text{ Pa}$$

$$K_s = 5.9 \times 10^{10} \text{ Pa}$$

$$K = 5.33 \times 10^{10} \text{ Pa}$$

$$\eta_f = 1 \times 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{s}$$

$$G = 1.85 \times 10^{10} \text{ Pa}$$

$$\alpha = 0.097$$

$$k = 1 \times 10^{-16} \text{ m}^2 \quad (4.69)$$

Sustituyendo estos valores en la ecuación (4.57) obtenemos una difusividad $c \approx 0.5$.

4.3.7 Velocidad de migración de los fluidos

A partir de la variación espacial de la presión de poro en la capa de baja velocidad y de la permeabilidad del medio es posible estimar la dirección y velocidad de los fluidos en dicha capa utilizando la ecuación de Darcy:

$$q = -\frac{k}{\mu_f} \nabla p \quad (4.70)$$

$$q = -\frac{k}{\mu_f} \left(\frac{\partial p}{\partial x}, 0, \frac{\partial p}{\partial z} \right) \quad (4.71)$$

donde q representa el volumen de fluido atravesando una unidad de área por unidad de tiempo; k la permeabilidad del medio, y μ_f la viscosidad del fluido establecidos en el apartado anterior.

En la ecuación 4.71, q no representa la velocidad efectiva del fluido en el medio, pues supone que éste se transporta a través de toda el área del material o de la roca, cuando en realidad no es así, ya que el transporte se realiza sólo a través de los poros interconectados. Por lo tanto, la velocidad efectiva, q_{efec} , depende de la porosidad del medio, n , tal que

$$q_{efec} = \frac{1}{n} q \quad (4.72)$$

De acuerdo a la Fig. 2.30 los valores de V_p/V_s son mejor explicados con una porosidad de 1-2.5%, tomando en cuenta valores de presiones efectivas bajas y cercanas a cero.

Para nuestro modelo, se calculó la dirección de la migración de los fluidos para puntos en nuestra malla de trabajo con una separación de 3 km a lo largo y a profundidad, *i.e.*, $\Delta x_f = \Delta z_f = 3 \text{ km}$.

Para desplegar los vectores de velocidad se han empleado flechas de tal manera que sus componentes en las direcciones x y z reflejan las componentes del gradiente de p para cada dirección y son desplegados en el punto (x_i, z_i) donde es calculado q como se muestra en la Fig. 4.13. De esta manera obtenemos la dirección del fluido al final de la ventana de difusión para cada ΔT .

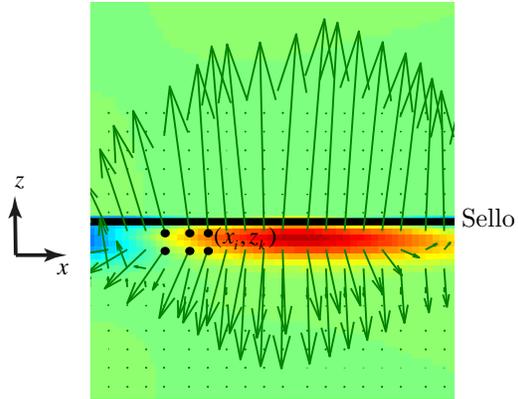


Fig. 4.13 Obtención del vector velocidad (flechas verdes) para cada punto de la malla (x_i, z_i) (puntos negros) al final de la ventana de difusión para incremento de tiempo ΔT determinado.

Capítulo 5 Resultados, Discusión y Conclusiones

5.1 Resultados

Siguiendo el procedimiento descrito en las diferentes secciones del capítulo anterior, en esta sección se presenta el modelado del comportamiento poroelástico dentro del slab para los sismo silenciosos de 2006 y de 2009-2010 a partir de la historia del deslizamiento de cada uno de ellos.

Es importante mencionar que, antes de generar los modelos finales de este trabajo, se realizaron diversos ejercicios para evaluar qué factores tienen una mayor influencia en el comportamiento poroelástico del modelo, entre estos factores se incluyen los modelos de velocidades, los parámetros poroelásticos, el espesor de la capa que contiene a los fluidos y la estrategia utilizada para acoplar las deformaciones en la ecuación de difusión. En la sección siguiente se presenta con mayor detalle los argumentos y criterios para cada factor.

5.1.1 Criterios y parámetros usados

Entre los factores considerados para el modelado, se tomaron en cuenta modelos de velocidad homogéneo y heterogéneo. El comportamiento de la presión de confinamiento resultó ser muy similar en ambos modelos, sólo con variaciones en su amplitud y por consiguiente en la presión de poro, siendo mayores los valores en el caso de la estructura heterogénea. Esto resulta normal ya que el valor de la presión de confinamiento es una función de K (módulo de compresibilidad), que a su vez es una función de las constantes de Lamé calculadas a partir de la densidad y las velocidades de onda P y S del medio. Por lo tanto, el modelo de velocidades no es cualitativamente importante, como lo demuestran los resultados presentados en la Fig. 5.1 donde se puede observar que los flujos dentro de ambos modelos son muy similares.

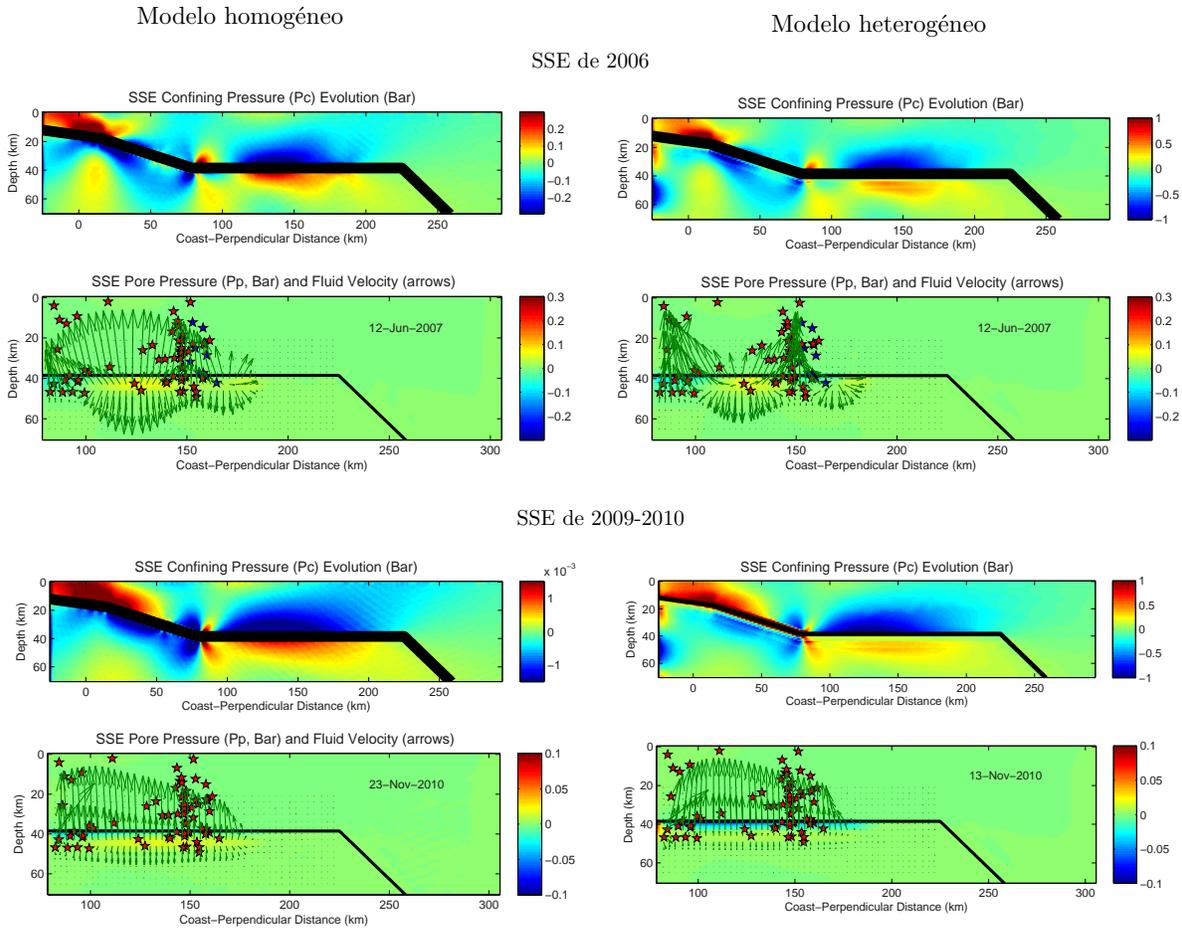


Fig. 5.1 Comparación de los modelos para los SSEs de 2006 (arriba) y de 2009-2010 (abajo) considerando el modelo de velocidad homogéneo (izquierda) y heterogéneo (derecha)

El modelo utiliza dos diferentes incrementos en tiempo: un $\Delta T=10$ días, en el que es ingresado incremento en la presión de confinamiento (ΔPc); y un $\Delta t = 0.5$ h, que es el paso en tiempo al resolver la ecuación (4.57) durante cada incremento ΔT (*i. e.*, durante 10 días).

Para probar la robustez de nuestra estrategia de modelado, se resolvió la ecuación (3.46) tomando en cuenta el campo de deformaciones. Para ello la deformación asociada a cada ΔT , es distribuida linealmente durante los 10 días para obtener un pequeño incremento en la deformación Δe para cada Δt . De esta manera, al resolver la ecuación (3.46), se ingresa el Δe para cada Δt y al mismo tiempo se resuelve para la presión de poro. Se compararon los modelos obtenidos mediante los dos procedimientos, donde no se apreció ningún cambio significativo, concluyendo que nuestra aproximación de la presión de poro en condiciones *undrained* resulta ser aceptable.

Asimismo se hicieron pruebas con la distribución del coeficiente de Skempton (B) a través de los tapers vertical y horizontal, con los cuales podíamos delimitar el espesor de la capa

de fluidos y de su extensión sobre la parte horizontal del slab respectivamente. Dichas pruebas se basan en la distribución de los valores anómalos V_p/V_s (Kim *et al.*, 2010), la distribución de la capa de baja velocidad (Song *et al.*, 2009) y de los pulsos de deshidratación debido al metamorfismo en el slab (Manea *et al.*, 2011).

Para el transporte difusivo de los fluidos, se manejó un rango de posibles valores de permeabilidad (k) dentro de la capa de fluidos (Fisher *et al.*, 1998) que por consiguiente afectaban al coeficiente de difusividad (c) y a la velocidad de los fluidos confinados. Con base en lo anterior y en lo descrito en la sección 4.3.6, la Tabla 5.1 muestra los parámetros utilizados para nuestros modelos.

Tabla 5.1

Parámetro	Valor
Coeficiente de Skempton (B)	0.9
Permeabilidad del slab (k)	1×10^{-16} [m ²]
Coeficiente de difusividad (c)	0.5 [m ² /s]
Espesor de la capa de baja velocidad	5 km
Extensión de la capa de baja velocidad	180 km alejado de la costa
Coeficiente de compresibilidad en condiciones <i>undrained</i> dentro de la capa (K_u)	$K_u = 5.84 \times 10^{10}$ Pa

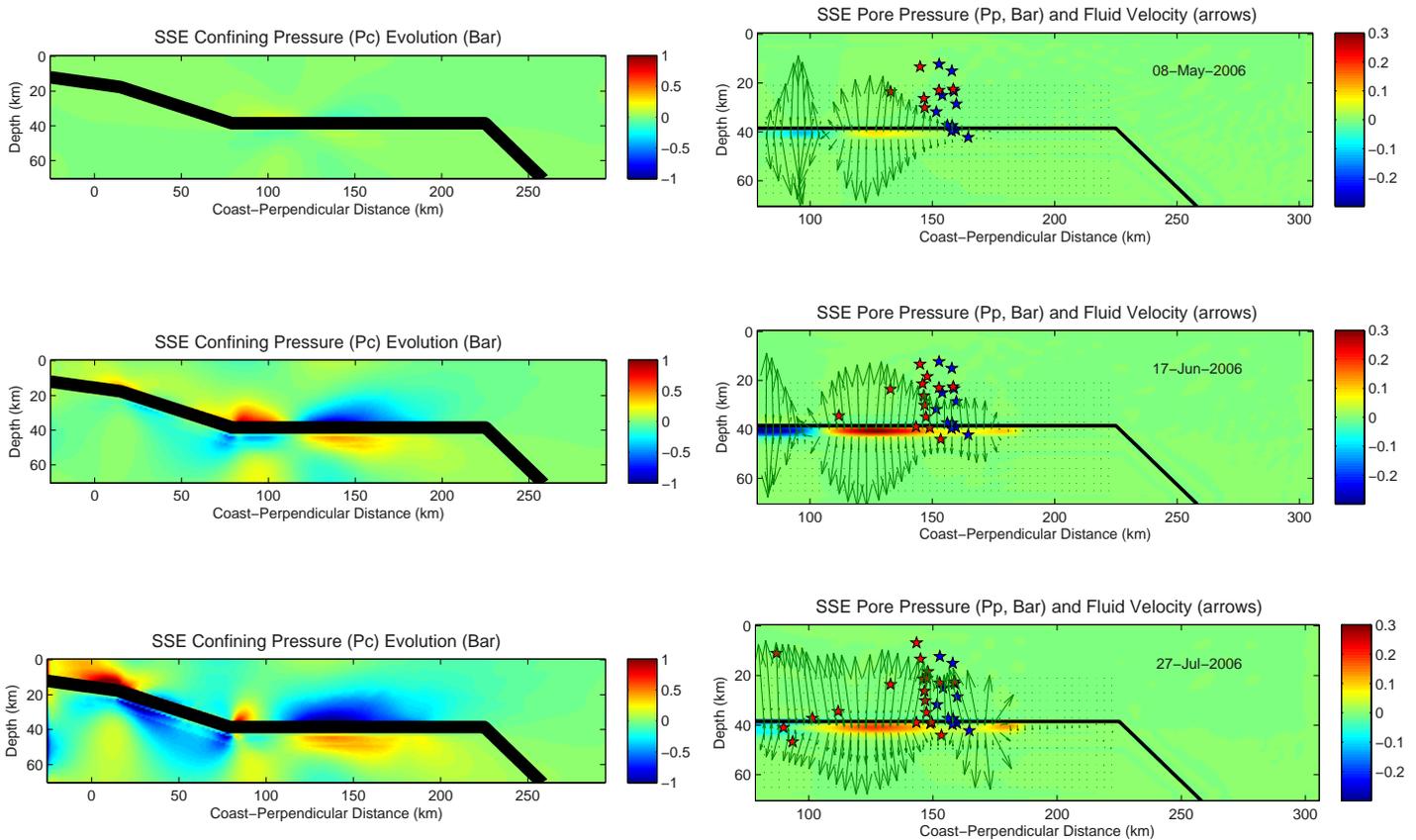
De acuerdo a todas estas consideraciones, a continuación se muestra la evolución espaciotemporal de la presión de confinamiento, de la presión de poro, y de la dirección de los fluidos para el SSE de 2006 y de 2009-2010.

5.1.2 SSE de 2006

El SSE de 2006 tiene una duración aproximadamente de 8 meses. Comenzando en Abril de 2010 y finalizando en Noviembre del mismo año. Este es el evento que mejor ha sido estudiado y del cual se tiene una mejor información gracias al establecimiento del arreglo MASE para la localización de NVT (Payero *et al.*, 2008; Kostoglodov *et al.*, 2010; Husker *et al.*, 2012; Frank *et al.*, 2013, Cruz-Atienza *et al.*, 2014) y su correlación con el evento.

Para poder visualizar los tremores tectónicos de la zona se utilizaron las localizaciones de Payero *et al.* (2008) del 2006 (estrellas). Las estrellas de color azul están indicados los tremores detectados antes de que comience el SSE, y de color rojo las estrellas que indican los eventos que ocurrieron durante el evento silencioso.

La Fig. 5.2 muestra la evolución temporal de la presión de confinamiento y la presión de poro así como la dirección y magnitud de la velocidad de los fluidos durante el SSE de 2006.



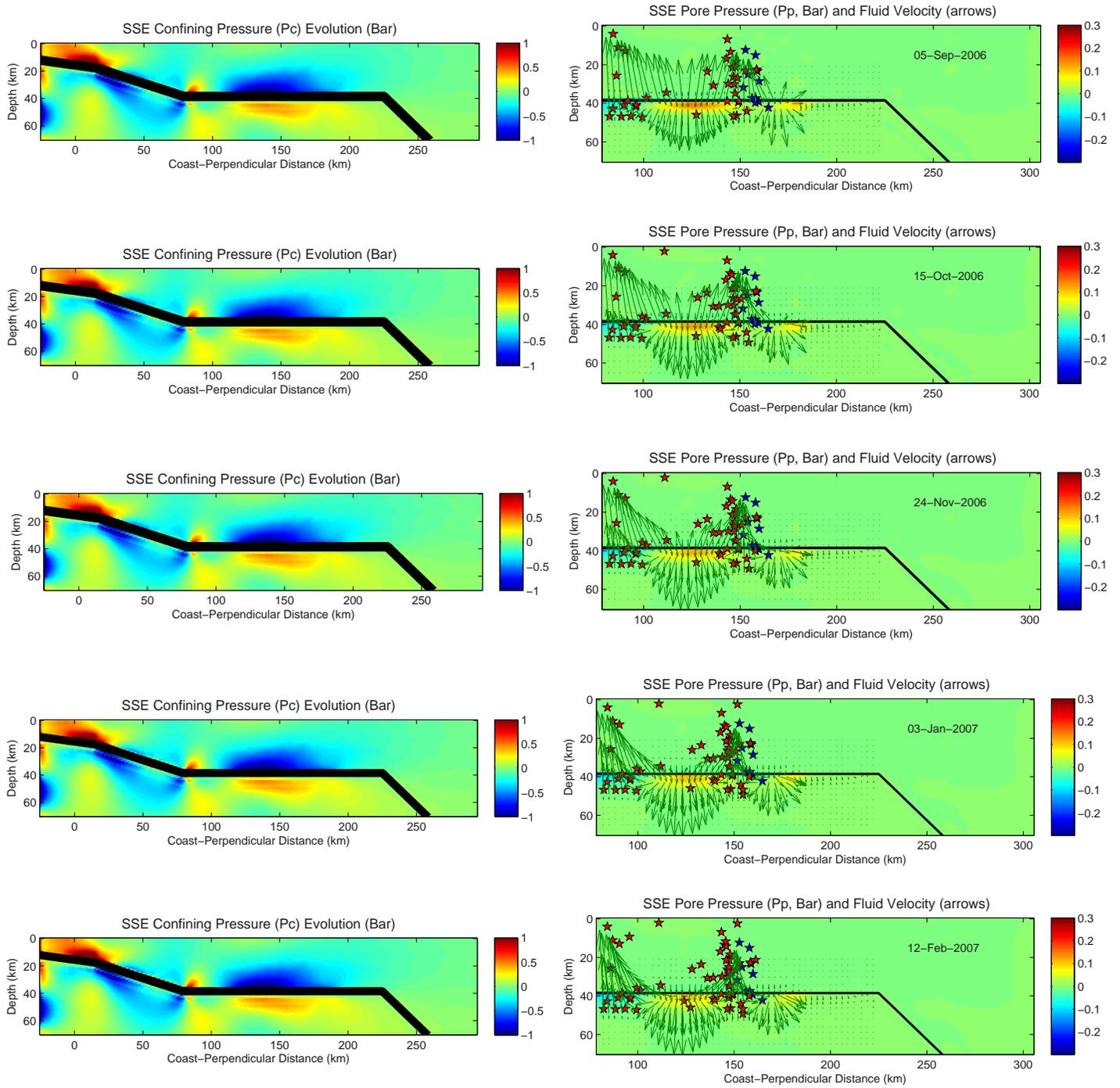
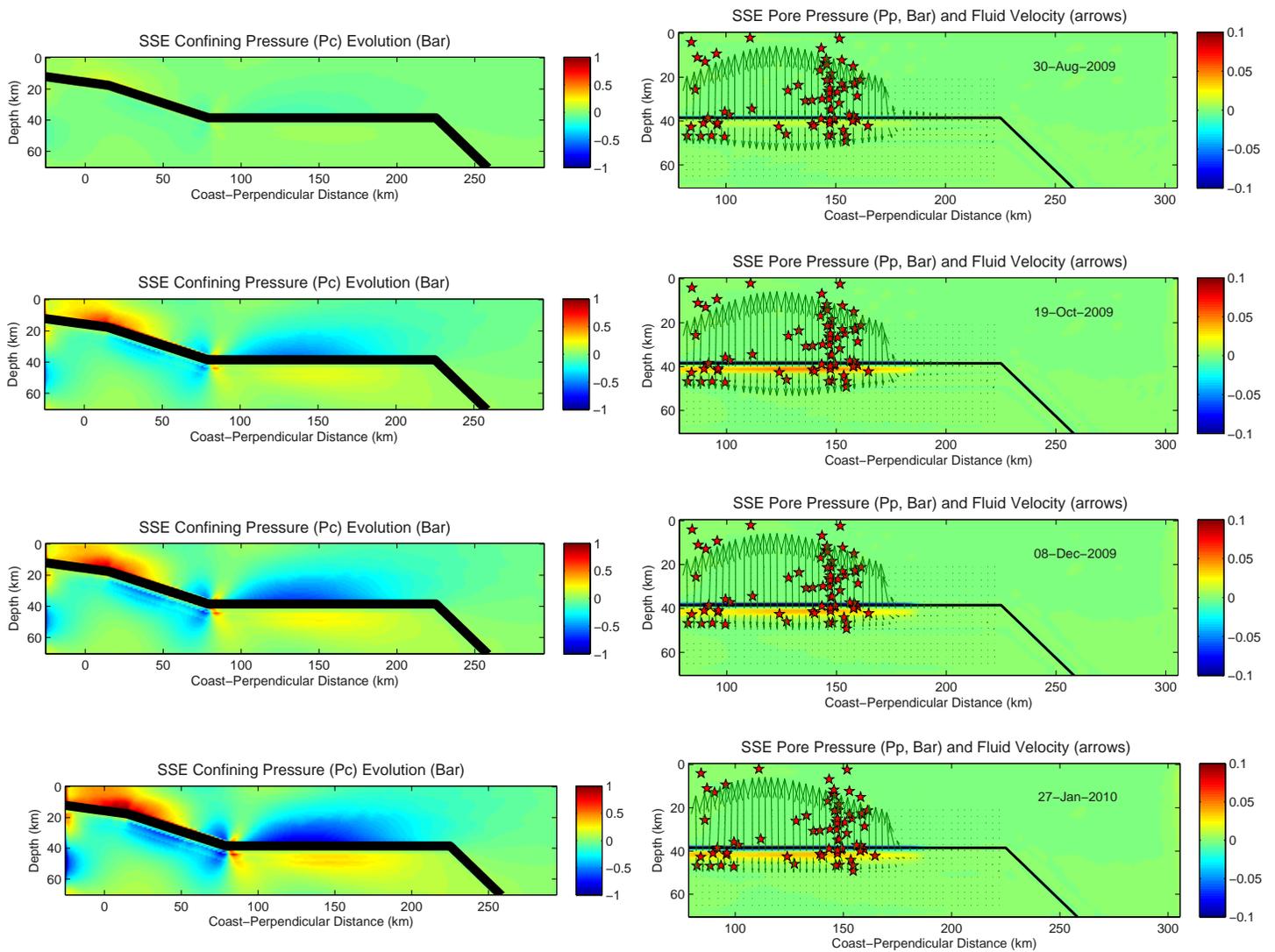


Fig. 5.2 Evolución de la presión de confinamiento (P_c , columna izquierda) y de la presión de poro (P_p , columna derecha) obtenida del modelado del SSE de 2006. La línea negra corresponde a la geometría de la placa de subducción. Las flechas verdes indican el vector fluido (i.e. la dirección). Las estrellas indican los NVTs antes (azules) y durante el sismo silencioso (rojas).

5.1.3 SSE de 2009-2010

El sismo silencioso de 2009-2010 presenta una secuencia de deslizamiento más compleja que los eventos anteriores, dividido en dos subeventos que se dislocan sucesivamente pero en diferentes porciones de la falla (Walpersdorf *et al.* 2011, Radiguet *et al.*, 2012). El primer subevento rompe sobre la interface de la zona de subducción en la parte suroeste de Guerrero aproximadamente en Julio de 2009 y finaliza en Febrero de 2010; el segundo subevento comienza en Marzo de 2010 con nucleación en la parte sureste de Guerrero y culminan a mediados de Octubre de 2010.

Los desplazamientos en superficie son menores a los observados en el SSE de 2006 a pesar de ser un evento de mayor duración (~ 14 meses) sugiriendo que los deslizamientos asísmicos afectan de manera diferente la difusión del fluido. Como criterio de comparación, se han utilizado las mismas localizaciones de Payero *et al.* (2008) (estrellas rojas en Fig. 5.3)



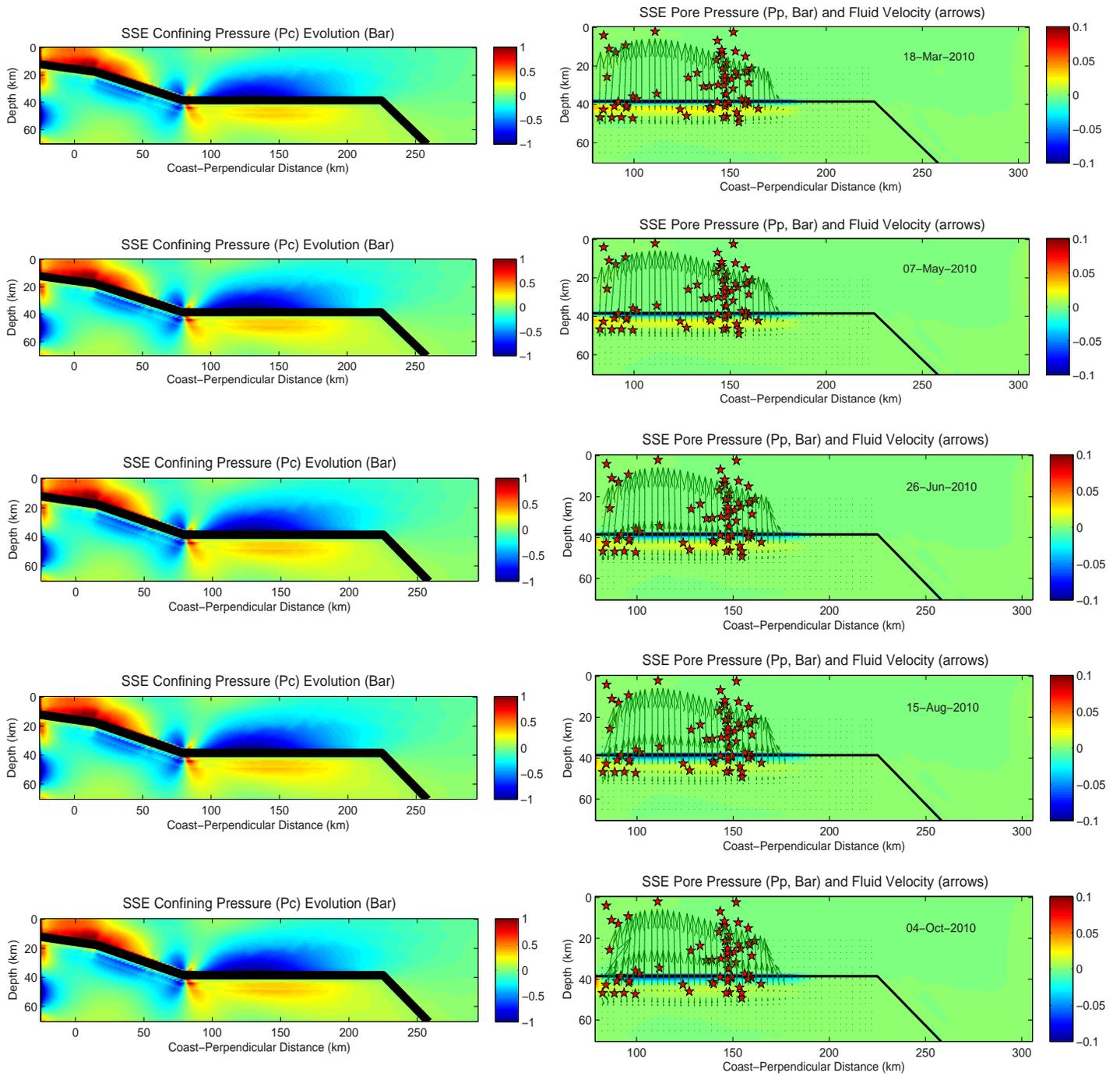


Fig. 5.3 Evolución de la presión de confinamiento (P_c , columna izquierda) y de la presión de poro (P_p , columna derecha) obtenida del modelado del SSE de 2010. La línea negra corresponde a la geometría de la placa de subducción. Las flechas verdes indican el vector fluido (i.e. la dirección). Las estrellas indican los NVTs antes (azules) y durante el sismo silencioso (rojas).

5.2 Discusión de los resultados.

Las dislocaciones producidas por los sismo silenciosos producen un cambio en la presión de confinamiento considerable (*i.e.*, cambios volumétricos con presiones cercanas a ± 1 bar) en una amplia región por encima y dentro de la capa saturada de fluidos. Como se describió en la metodología, estos cambios en la presión de confinamiento suponen cambios comparables en la presión de poro y por ende una reducción significativa en la presión efectiva dentro del slab.

En ambos modelos puede observarse cómo conforme evoluciona el sismo silencioso los cambios en la presión de confinamiento inducen zonas de baja presión de poro en la parte horizontal del slab (columna izquierda y derecha de Fig. 5.2 y Fig. 5.3 respectivamente).

Durante el sismo de 2006 llama notablemente la atención la formación de dos zonas de baja presión de poro ubicadas dentro del slab, la primera a ~ 90 km de la costa (*i.e.*, cerca del la flexión donde la placa se vuelve horizontal) y la segunda a ~ 150 km, donde también los fluidos migran hacia arriba (*i.e.*, hacia la interface de deslizamiento silencioso). Sorprendentemente, estos segmentos coinciden con las localizaciones de los NVTs. Un factor importante que determina la formación de estas zonas es el alcance del deslizamiento sobre el segmento horizontal del slab.

Aún más interesante resulta la migración de los fluidos al resolver la ecuación proelástica de difusión. Al imponer un sello que impide el transporte de fluidos por encima del slab, conforme se desarrolla el SSE, la dirección de dichos fluidos converge hacia los segmentos de baja presión, donde se ha documentado ampliamente la ocurrencia de tremores (Payero *et al.*, 2008; Husker *et al.*, 2012, 2013; Cruz Atienza *et al.*, 2014). Husker *et al.*, (2012) propusieron que los NVT en la zona más cercana a la costa posiblemente son excitados por la propagación de sismos silenciosos de largo plazo (*i.e.* transferencia de esfuerzos en las zonas aledañas a la dislocación), mientras que en el segmento más alejado (*i.e.*, “*Sweet Spot*”), los tremores son probablemente excitados por pequeños deslizamientos asísmicos de corto plazo .

La migración de fluidos en el caso del SSE de 2010 es sensiblemente diferente a la obtenida para el de 2006, donde claramente se aprecian dos zonas del slab que actúan como “*polos atractores*” del fluido (Cruz-Atienza *et al.*, 2011). Para el caso del SSE de 2010, tan pronto el deslizamiento pasa por abajo del arreglo MASE (*i.e.*, a través de la sección de análisis), una zona delgada de baja presión de poro, adyacente a la interface de deslizamiento, se forma a lo largo de todo el segmento horizontal (*i.e.*, entre 80 y 175 km de la costa). Al no existir un gradiente horizontal significativo en la presión de poro, la migración de fluidos es esencialmente vertical, confinando los fluidos a la interface de deslizamiento asísmico, tal y como se observó también para el evento de 2006 (Fig. 5.4).

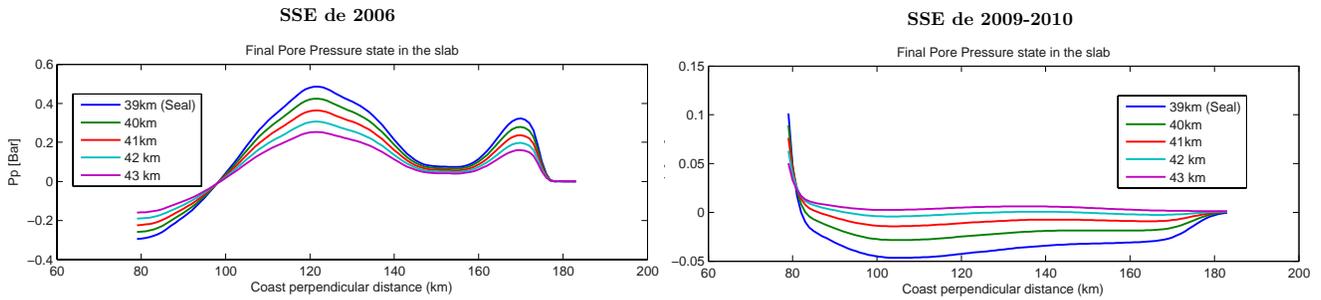


Fig. 5.4 Estado final de la presión de poro a diferentes profundidades. El SSE de 2006 presenta dos cambios importantes en la Pp causantes de la migración horizontal de los fluidos hacia esas zonas, a diferencia del SSE de 2009-2010, cuyo comportamiento se mantiene sin variaciones en la Pp.

Un rasgo importante de la difusión inducida por los SSEs de 2006 y 2010 es que, en ambos casos, los fluidos migran hacia la interface donde se producen los deslizamientos lentos (*i.e.*, migración ascendente) y en donde recientemente se han localizado tanto a los NVTs (Cruz-Atienza *et al.*, 2014) como a los LFEs (Frank *et al.*, 2013). Cuando se hayan localizado en profundidad los tremores disparados por el terremoto de Maule en Chile (M8.8, 2010) (Zigone *et al.*, 2012) será interesante estudiar si éstos se produjeron en las regiones donde se concentran los fluidos en el slab o bien si están asociados a otras fracturas alejadas de la interface entre las placas.

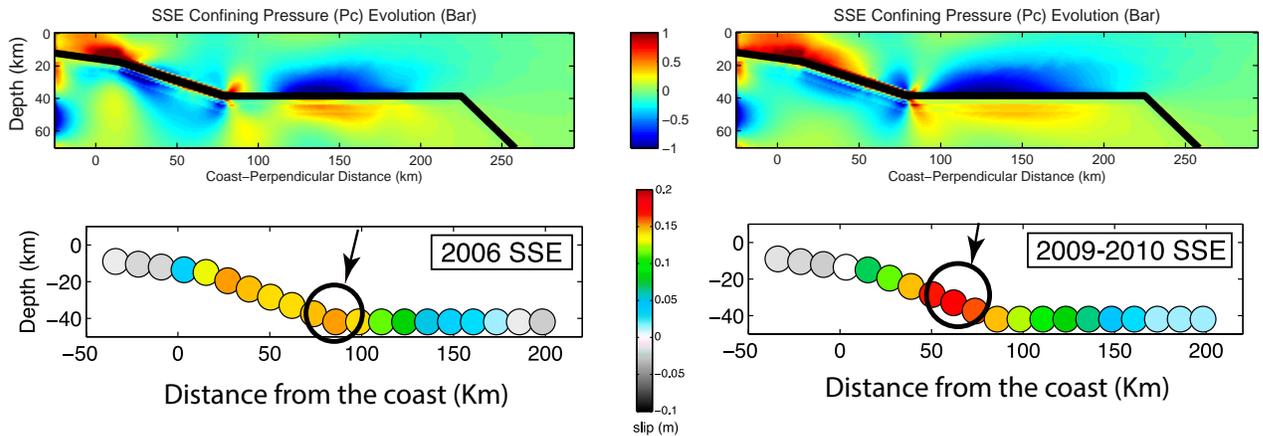


Fig. 5.5 Presión de confinamiento (Pc) final para los SSE de 2006 (izquierda) y de 2009-2010 (derecha). Los círculos indicados por la flecha naranja indican el lugar del mayor deslizamiento final acumulado sobre la interface (Radiguet *et al.*, 2012).

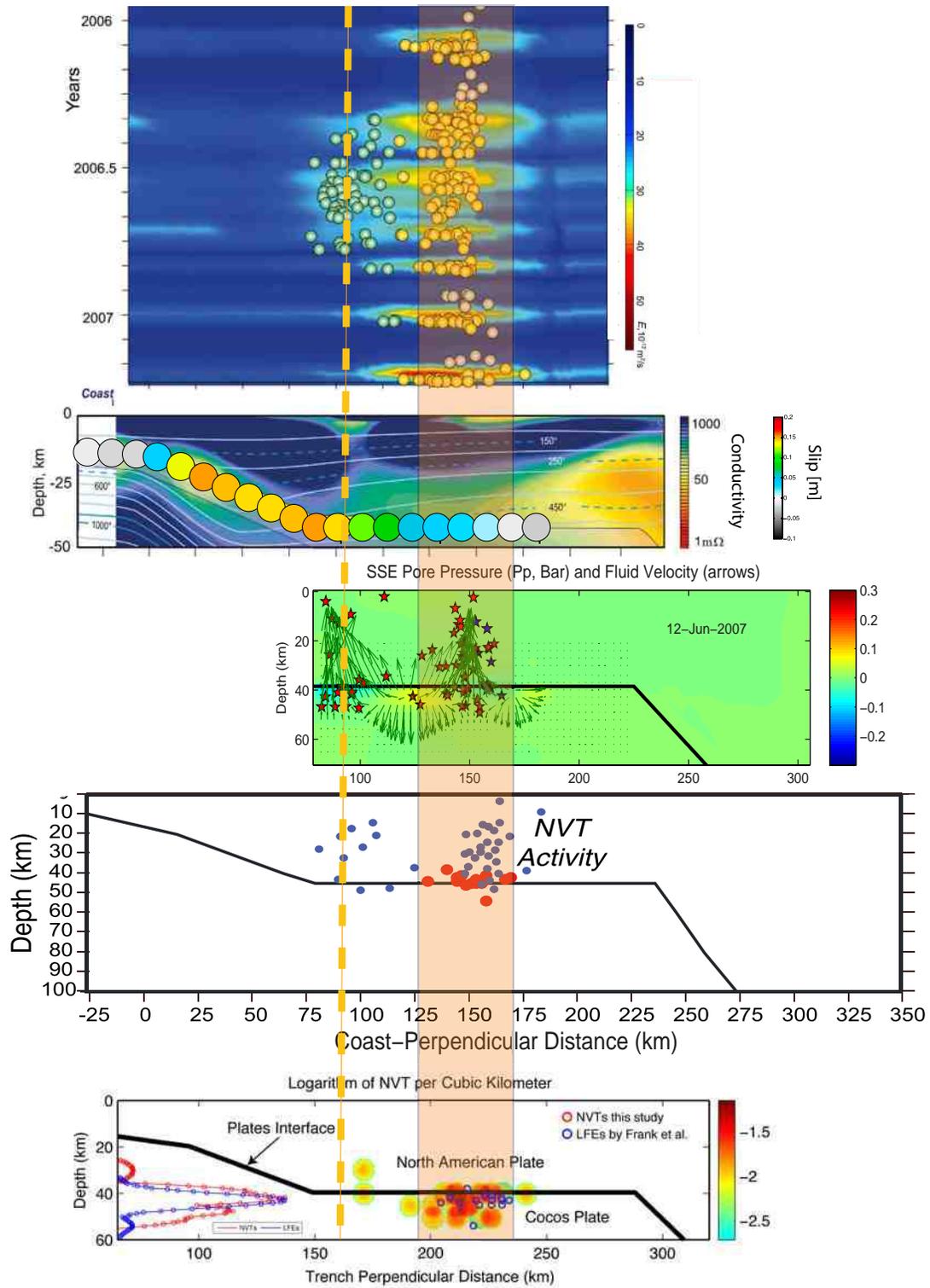


Fig. 5.6 Comparación de las observaciones obtenidas de NVTs obtenidas en la parte central de México y la relación espacial con los resultados del modelo para el SSE de 2006. De arriba hacia abajo, localización de los epicentros por Husker *et al.*, (2002); mapa de conductividades (Jödicke *et al.*, 2006) y deslizamiento del SSE (Radiguet *et al.*, 2012); modelo poroelástico de este trabajo, LFEs sobre y en la interface detectados por Frank *et al.*, (2013), NVTs detectados sobre la superficie (Cruz-Atienza *et al.*, 2014). La franja y línea punteada naranjas indican la relación espacial de con los principales puntos de ocurrencia de NVTs

Las diferencias observadas en la difusión horizontal de fluidos inducida por ambos SSEs se debe a las diferencias en los patrones de deslizamientos de ambos eventos. La evolución y distribución del deslizamiento el evento de 2010 es más compleja que las de 2006. En la Fig. 5.5 se aprecian estas diferencias, entre las que destacan (1) la localización del máximo deslizamiento, y (2) la penetración (*i.e.*, extensión) del mismo a lo largo del buzamiento. En la figura se presenta una comparación entre la distribución del deslizamiento final para cada evento y los campos de deformaciones asociados.

A pesar de las diferencia entre ambos eventos, la implicación que éstos tienen en la migración de fluidos, y por ende en la probablemente generación de los eventos silenciosos y los tremores tectónicos es clara y consecuente entre ellos. Estos resultados suponen que las regiones donde se observan ambos fenómenos (*i.e.*, NVT y SSE) son las que tienen mayor contenido de fluido, lo que conlleva presiones efectivas bajas ($P_e = P_c - P_p$) y una disminución en la resistencia de las rocas que promueve la generación de tremores y de deslizamientos asísmicos.

Actualmente existe un debate entre los modelos físicos sobre el mecanismo de los tremores. Los mecanismos físicos del tremor que se han propuesto (Rubinstein *et al.*, 2010; sección 2.1.2) suponen diferentes familias de tremores en las que la presión de poro interviene como un factor relevante. Éstos pueden generarse como consecuencia de fracturas debido a la inestabilidad de la resistencia en rocas que se encuentren en zonas cercanas a pequeñas fallas (estas zonas denominadas *zonas dañadas*) y que estas fallas, a su vez, induzcan pequeños deslizamientos. De ahí que se tengan dos manifestaciones diferentes a consecuencia de presiones efectivas muy bajas.

Diversos estudios han modelado y buscado entender la influencia de los fluidos y de las presiones bajas en la estabilidad de rocas y de fallas (*e.g.*, Gomberg & Johnson, 2005; Cappa, 2011). Cappa (2011) investigó los cambios de la presión inducidos por pulsos de fluido en una red de fracturas y cómo repercuten en la resistencia de zonas de falla dañadas. Encontró que debido a cambios en la presión del fluido y en los esfuerzos de la roca ocurren eventos de deslizamiento sísmico o asísmico debido a la evolución de la fricción en el sistema de fracturas. De acuerdo a lo anterior, si la parte superior del slab estuviera sometida a presiones de poro superiores a las hidrostáticas (*i.e.*, cercanas a la presión litostática), cualquier perturbación en los esfuerzos de confinamiento o en las presiones del orden de kPa (*i.e.*, similares a las arrojadas por nuestros modelos; ver Fig. 5.2 y Fig. 5.3) sería suficiente para provocar deslizamientos asísmicos o bien tremores tectónicos (Miyazawa & Mori, 2006; Rubinstein *et al.*, 2007; Cappa *et al.*, 2009; Taira *et al.*, 2009). Así, cambios en los esfuerzos efectivos en la zona de falla inducidos por pulsos en la presión del fluido podrían ser suficientes para producir deslizamientos en la interface de las placas y a su vez fracturamientos encadenados alrededor del volumen dañado que la rodea.

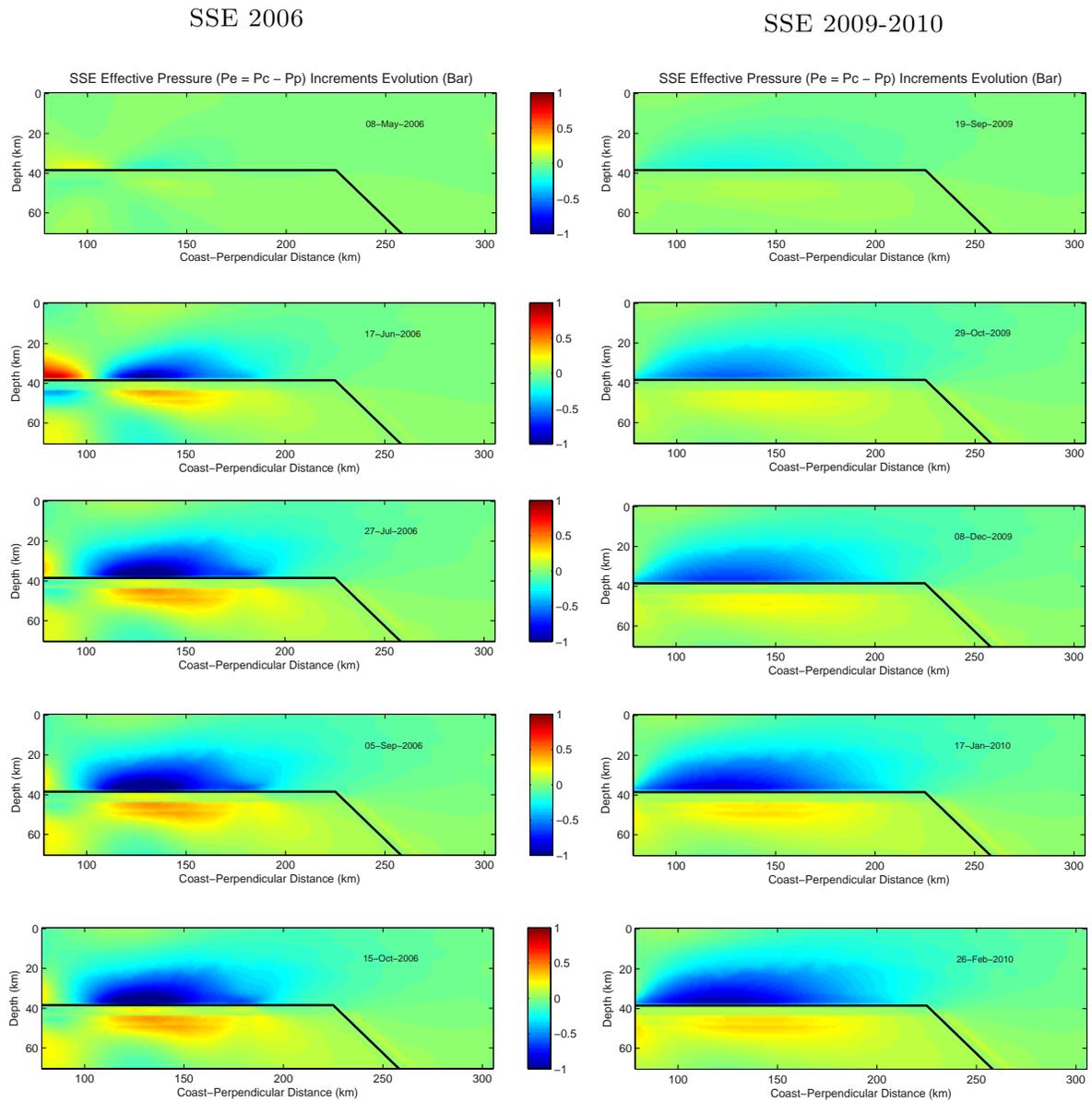


Fig. 5.7 Evolución de la presión efectiva ($Pe=Pc-Pp$) durante el SSE de 2006 (izquierda) y de 2009-2010 (derecha). Se aprecia una Pe baja (~ 0) en la zona debajo de la interace para ambos eventos.

5.3 Conclusiones

Los resultados del modelado poroelástico del SSE de 2006 revelan la formación de dos zonas con baja presión de poro que funcionan como “*polos atractores*” durante el transporte difusivo de los fluidos dentro del slab, con velocidades típicas de migración de $\sim 10^{-9}$ km/d. Dichas zonas coinciden con las dos regiones donde persistentemente ocurren los tremores tectónicos en la región (*i.e.*, una entre 80 y 110 km de la costa, y la otra entre 140 y 160 km, en el “*sweet spot*”). Si bien la deformación del sismo silencioso induce una reducción de la presión de poro en ambas zonas, la presión de confinamiento también decrece, lo que implica una reducción en la presión efectiva (Fig. 5.7) y por lo tanto una propensión al fracturamiento. Es importante mencionar que la concentración de fluidos en la zona sur, entre 80 y 110 km de la costa, es un resultado revelador que podría explicar, por primera vez, la generación de tremores en esa región durante la ocurrencia de los SSEs. El campo de deformación que genera ese polo atractor de fluidos es consecuencia de la geometría del slab que, aproximadamente a 75 km de la costa, se flexiona para devenir subhorizontal (*i.e.*, “*slab kink*”) produciendo una concentración de esfuerzos muy particular.

Los resultados obtenidos para el SSE de 2010 revelan un comportamiento difusivo diferente con respecto al evento de 2006. Esto se debe a las diferencias en la evolución del deslizamiento de cada evento. El de 2010 es un sismo silencioso complejo, compuesto de dos sub-eventos (Walspersdorf *et al.* 2011) con un deslizamiento máximo en la parte anterior a la flexión del slab (*i.e.*, a unos 60 km de la costa). Durante este evento, la deformación inducida provoca la formación de una zona de baja presión de poro inmediatamente abajo de la interface a lo largo de su segmento horizontal. Como consecuencia, los fluidos ascienden hacia dicha interface en donde ocurre el deslizamiento asísmico. El gradiente horizontal de la presión de poro en dicho segmento es despreciable, por lo que no aparecen los polos atractores observados durante el evento de 2006. Sin embargo, ambos SSEs provocan una migración vertical de los fluidos, llevándolos paulatinamente al contacto de las dos placas.

Dado que la velocidad de los fluidos predicha por nuestros modelos ($\sim 10^{-9}$ km/día) es varios órdenes de magnitud menor a la velocidad de propagación de los tremores observada, por ejemplo, en Cascadia (*i.e.*, los “*streaks*” se propagan con velocidad de 30 a 200 km/h; Ghosh *et al.*, 2010b), el transporte de fluidos en Guerrero no parece ser el causante de la generación de tremores. Sin embargo, el período de recurrencia de los SSEs en Guerrero es aproximadamente de 4 años (Cotte *et al.*, 2009). Esto sugiere que la deformación inducida por los SSE actúa como un bombeo periódico de fluidos que, paulatinamente, migran para concentrarse en las regiones donde ocurren los NVTs y los LFEs, promoviendo su ocurrencia como resultado de pequeñas perturbaciones de los esfuerzos de confinamiento.

El desarrollo de nuevas técnicas de localización de NVTs (Cruz-Atienza *et al.*, 2014) es fundamental para determinar las profundidades y localizaciones hipocentrales en la región de estudio, y poder determinar con mayor certidumbre las eventuales relaciones causales entre los tremores tectónicos, los sismos silenciosos y la difusión de fluidos en la corteza. Los deslizamientos obtenidos a partir de la inversión de datos de GPS (Radiguet *et al.*, 2011, 2012) es uno de los factores de mayor peso en el desarrollo de este trabajo. Nuestro modelo de difusión considera la máxima resolución de los datos de deslizamiento. A pesar de ello, en un futuro será de gran interés modelar la difusión de fluidos considerando modelos de deslizamientos obtenidos con inversiones más robustas a partir de más datos de deformación GPS o InSAR en superficie.

Bibliografía

Aguiar, A.C., Melbourne, T.I., and Scrivner, C.W. (2009). Moment release rate of Cascadia tremor constrained by GPS: *Journal of Geophysical Research*, v. 114, B00A05, 11 p.

Audet, P., M. G. Bostock, N. I. Christensen, and S. M. Peacock (2009). Seismic evidence for overpressured subducted oceanic crust and mega-thrust fault sealing, *Nature*, 457, 76–78.

Berteussen, K. A. (1977). Moho depth determination based on spectral ratio analysis of NORSAR long-period P waves. *Phys. Earth Planet Inter.*, 31, 313-326.

Boyarko, D., and Brudzinski, M. (2010). Spatial and temporal patterns of nonvolcanic tremor along the southern Cascadia subduction zone. *Journal of Geophysical Research*.

Brown, K. M., M. D. Tryon, H. R. DeShon, L. M. Dorman, and S. Y. Schwartz (2005). Correlated transient fluid pulsing and seismic tremor in the Costa Rica subduction zone, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 238, 189–203.

Brown, J.R., Beroza, G.C., Ide, S., Ohta, K., Shelly, D.R., Schwartz, S.Y., Rabbel, W., Thorwart, M., and Kao, H. (2009). Deep low-frequency earthquakes in tremor localize to the plate interface in multiple subduction zones, *Geophysical Research Letters*, v. 36, p. L19306.

Brudzinski, M. R., and R. M. Allen (2007a). Segmentation in episodic tremor and slip all along Cascadia, *Geology*, 35, 907–910, doi:10.1130/G23740A.1.

Brudzinski, M., E. Cabral-Cano, F. Correa-Mora, C. DeMets, and B. Márquez-Azúa (2007b). Slow slip transients along the Oaxaca subduction segment from 1993 to 2007, *Geophys. J. Int.*, 171, 523–538.

Brudzinski, M. R., H. R. Hinojosa-Prieto, K. M. Schlanser, E. Cabral-Cano, A. Arciniega-Ceballos, O. Diaz-Molina, and C. DeMets (2010). Nonvolcanic tremor along the Oaxaca segment of the Middle America subduction zone, *J. Geophys. Res.*, 115, B00A23.

Cavalié, O., E. Pathier, M. Radiguet, M. Vergnolle, N. Cotte, A. Walpersdorf, V. Kostoglodov, and F. Cotton. (2013) Slow slip event in the Mexican subduction zone:

Evidence of shallower slip in the Guerrero seismic gap for the 2006 event revealed by the joint inversion of INSAR and GPS data, *Earth and Planetary Science Letters*, 367, 52-60.

Correa-Mora, F., C. DeMets, E. Cabral-Cano, B. Marquez-Azua, and O. Diaz-Molina (2008). Interplate coupling and transient slip along the subduction interface beneath Oaxaca, Mexico, *Geophys. J. Int.*, 175, 269–290.

Correa-Mora, F., C. DeMets, E. Cabral-Cano, O. Diaz-Molina, and B. Marquez-Azua (2009). Transient deformation in southern Mexico in 2006 and 2007: Evidence for distinct deep-slip patches beneath Guerrero and Oaxaca, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 10, Q02S12.

Christensen, N.I. (1989). Pore pressure, seismic velocities, and crustal structure, in Pakiser, L.C., and Mooney, W.D., eds., Geophysical framework of the continental United States, *Geological Society of America Memoir* 172, p. 783–798.

Christensen, N.I. (1996). Poisson's ratio and crustal seismology, *Journal of Geophysical Research*, v. 101, no. B2, p. 3139–3156.

Cotte, N., A. Walpersdorf, V. Kostoglodov, M. Vergnolle, J.-A. Santiago, I. Manighetti, and M. Campillo (2009), Anticipating the next large silent earthquake in Mexico, *Eos Trans. AGU*, 90(21), 181–182

Cruz-Atienza, V. M. and J. Virieux (2004). Dynamic rupture simulation of non-planar faults with a finite-difference approach. *Geophys. J. Int.* 158, 939-954.

Cruz-Atienza, V. M. (2006). Rupture Dynamique des Failles Non-Planaires en Différences Finies, *Tesis de Doctorado*, UMR Géosciences Azur, Université de Nice Sophia-Antipolis, Francia.

Cruz-Atienza, V. M., Allen Husker, Denis Legrand and Emmanuel Caballero (2014). Non-Volcanic Tremor Locations and Mechanisms in Guerrero, Mexico, from Energy-based and Particle-Motion Polarization Analysis. *Geophysical Research Letters*. Sometido en mayo de 2014.

Currie, C. A., Hyndman, R. D., Wang, K. and Kostoglodov, V. (2002), Thermal models of the Mexico subduction zone: Implications for the megathrust seismogenic zone, *J. Geophys. Res.* 107(B12), 2370.

Delahaye, E. J., J. Townend, M. Reyners, and G. Rodgers (2009). Microseismicity but no tremor accompanying slow slip in the Hikurangi subduction zone, New Zealand, *Earth Planet. Sci. Letters*, 277, 21–28.

DeMets, C., R. G. Gordon, D. F. Argus, and S. Stein (1994). Effect of recent revisions to

the geomagnetic reversal time scale on estimates of current plate motions, *Geophys. Res. Lett.*, 21(20), 2191–2194.

DeMets, C., R. G. Gordon, and D. F. Argus (2010), Geologically current plate motions, *Geophys. J. Int.*, 181, 1–80.

Detournay, E. and Cheng, A.H.-D. (1993). “*Fundamentals of poroelasticity*,” Chapter 5 in *Comprehensive Rock Engineering: Principles, Practice and Projects*, Vol. II, Analysis and Design Method, ed. C. Fairhurst, Pergamon Press, pp. 113-171.

Dragert, H., Wang, K., and James, T.S. (2001). A silent slip 103evento n the deeper Cascadia subduction inter- face, *Science*, v. 292, p. 1525–1528.

Douglas, A., J. Beavan, L. Wallace, and J. Townend (2005). Slow slip on the northern Hikurangi subduction interface, New Zealand, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L16305.

Fisher, A. T. (1998), Permeability within Basaltic Oceanic Crust, *Rev. Geophys.* 36, 143–182.

Franco, S. I., V. Kostoglodov, K. M. Larson, V. C. Manea, M. Manea, and J. A. Santiago (2005). Propagation of the 2001–2002 silent earthquake and interplate coupling in the Oaxaca subduction zone, Mexico, *Earth Planets Space*, 57, 973–985.

Frank, W. B., N. M. Shapiro, V. Kostoglodov, A. L. Husker, M. Campillo, J. S. Payero, and G. A. Prieto (2013). Low-frequency earthquakes in the Mexican Sweet Spot, *Geophys. Res. Lett.*, 40, 2661–2666

Ghosh, A., Vidale, J.E., Sweet, J.R., Creager, K.C., and Wech, A.G. (2009). Tremor patches in Cascadia revealed by seismic array analysis, *Geophysical Research Letters*, v. 36, p. L17316

Ghosh, A., J. E. Vidale, J. R. Sweet, K. C. Creager, A. G. Wech, H. Houston, and E. E. Brodsky (2010a), Rapid, continuous streaking of tremor in Cascadia, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 11, Q12010.

Ghosh, A., Vidale, J.E., Sweet, J.R., Creager, K., Wech, A., and Houston, H. (2010b). Tremor bands sweep Cascadia, *Geophysical Research Letters*

Gomberg, J. and P. A. Johnson (2005), Dynamic triggering of earthquakes, *Nature* 473 830.

Gomberg, J., and the Cascadia 2007 and Beyond Working Group (2010). Slow- slip phenomena in Cascadia from 2007 and beyond: A review, *Geological Society of America Bulletin*, v. 122, p. 963–978

Graves, R. W. (1996). Simulating seismic wave propagation in 3D elastic media using staggered-grid finite differences. *Bull. Seism. Soc. Am.* 86, 1091-1106.

Hirose, H., K. Hirahara, F. Kimata, N. Fujii, and S. Miyazaki (1999). A slow thrust slip event following the two 1996 Hyuganada earthquakes beneath the Bungo Channel, southwest Japan, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 3237–3240.

Hirose, H., and K. Obara (2005). Repeating short and long-term slow slip events with deep tremor activity around the Bungo Channel region, southwest Japan, *Earth Planets Space*, 57, 961 – 972.

Hirose, H., and Obara, K. (2006). Short-term slow-slip and correlated tremor episodes in the Tokai region, central Japan, *Geophysical Research Letters*, v. 33, p. L17311.

Hirose, H., and K. Obara (2010). Recurrence behavior of short-term slow slip and correlated nonvolcanic tremor episodes in western Shikoku, southwest Japan, *J. Geophys. Res.*, 115, B00A21.

Husker, A., and P. M. Davis (2009). Tomography and thermal state of the Cocos plate subduction beneath Mexico City, *J. Geophys. Res.*, 114, B04306

Husker, A., S. Peyrat, N. Shapiro, and V. Kostoglodov (2010). Automatic non-volcanic tremor detection in the Mexican subduction zone, *Geofis. Int.*, 49(1), 17–25.

Husker, A. L., V. Kostoglodov, V. M. Cruz-Atienza, D. Legrand, N. M. Shapiro, J. S. Payero, M. Campillo, and E. Huesca-Perez (2012). Temporal variations of non-volcanic tremor (NVT) locations in the Mexican subduction zone: Finding the NVT sweet spot, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 13, Q03011.

Husker, A. L., V. Kostoglodov, V. M. Cruz-Atienza, G. Gonzalez-Molina, Detailed analysis of non-volcanic tremor (NVT) and slow slip events (SSE) in Guerrero, Mexico reveals: (1) Up-dip low energy NVT associated with large ($M > 7$) SSE; (2) Down-dip high energy NVT associated with small SSE; and (3) Continuous low energy NVT in the Mexican Sweet Spot, Abstract S41B-2423, *American Geophysical Union, San Francisco, Calif.*, 9-14 Dec 2013.

Ide, S., Shelly, D.R., and Beroza, G.C. (2007). Mechanism of deep low frequency earthquakes: Further evidence that deep non-volcanic tremor is generated by shear slip on the plate interface, *Geophysical Research Letters*, v. 34, p. L03308.

Ide, S. (2012). Variety and spatial heterogeneity of tectonic tremor worldwide, *J. Geophys. Res.*, 117, B03302.

Iglesias, A., S. Singh, A. Lowry, M. Santoyo, V. Kostoglodov, K. Larson, and S. Franco-Sánchez (2004). The silent earthquake of 2002 in the Guerrero seismic gap, Mexico (Mw = 7.6): Inversion of slip on the plate interface and some implications, *Geofis. Int.*, 43(3), 309–317.

Iglesias, A., R. W. Clayton, X. Perez-Campos, S. K. Singh, J. F. Pacheco, D. Garcia, y C. Valdes-Gonzalez (2010). S wave velocity structure below central Mexico using high-resolution surface wave tomography, *J. Geophys. Res.*, 115, B06307.

Ito, Y., Asano, Y., and Obara, K. (2009). Very low-frequency earthquakes indicate a transpressional stress regime in the Nankai accretionary prism, *Geophysical Research Letters*, v. 36, p. L20309.

Jodicke, H., A. Jording, L. Ferrari, J. Arzate, K. Mezger, and L. Rüpke (2006). Fluid release from the subducted Cocos plate and partial melting of the crust deduced from magnetotelluric studies in southern Mexico: Implications for the generation of volcanism and subduction dynamics, *J. Geophys. Res.*, 111, B08102.

Kanamori, H., and Brodsky, E.E. (2004). The physics of earthquakes: *Reports on Progress in Physics*, v. 67, p. 1429–1496.

Kao, H., Shan, S.-J., Dragert, H., and Rogers, G. (2009). Northern Cascadia episodic tremor and slip: A decade of tremor observations from 1997 to 2007, *Journal of Geophysical Research*, v. 114.

Kim, Y., Clayton, R.W., Jackson, J.M. (2010). Geometry and seismic properties of the subducting Cocos plate in central Mexico. *J. Geophys. Res.* 115 (B06310).

Kim, Y., Clayton, R.W., Jackson, J.M. (2012). Distribution of hydrous minerals in the subduction system beneath Mexico, *Earth and Planetary Science Letters* 341–344, p 58–67.

Kostoglodov, V., W. Bandy, J. Dominguez, and M. Mena (1996). Gravity and seismicity over the Guerrero seismic gap, Mexico, *Geophys. Res. Lett.*, 23(23), 3385–3388.

Kostoglodov, V., S. Singh, J. Santiago, S. Franco, K. Larson, A. Lowry, and R. Bilham (2003). A large silent earthquake in the Guerrero seismic gap, Mexico, *Geophys. Res. Lett.*, 30(15), 1807.

Kostoglodov V. & L. Ponce (1994). Relationship between subduction and seismicity in the Mexican part of the Middle America trench, *J. Geophys. Res.*, 99, 729-742.

Kostoglodov, V., A. Husker, N. M. Shapiro, J. S. Payero, M. Campillo, N. Cotte, and R. Clayton (2010). 2006 slow slip event and nonvolcanic tremor in the Mexican Subduction

Zone, *Geophys. Res. Lett.*, 37, L24301.

Kurashimo, E., and H. Naoshi (2004). Low V_p and V_p/V_s zone beneath the northern Fossa Magna basin, central Japan, derived from a dense array observation, *Earth Planets Space*, 56, 1301 – 1308.

Lapidus, G. and G. Pinder (1982). *Numerical Solution of Partial Differential Equations in Science and Engineering*, Wiley Interscience.

LaRocca, M., Creager, K.C., Galluzzo, D., Malone, S., Vidale, J.E., Sweet, J.R., and Wech, A.G. (2009). Cascadia tremor located near the plate interface constrained by S minus P wave times, *Science*, v. 323, p. 620–623.

Levander, A. R. (1988). Fourth-order finite-difference P-SV seismograms, *Geophysics*, 53(11), 1425–1436.

Linde, A. T., M. Gladwin, M. Johnston, R. Gwyther, and R. Bilham (1996). A slow earthquake sequence on the San Andreas Fault, *Nature*, 383, 65–68.

Liu, Y., and Rice, J.R. (2005). Aseismic slip transients emerge spontaneously in three-dimensional rate and state modeling of subduction earthquake sequences, *Journal of Geophysical Research*, v. 110, p. B08307.

Liu, Y., Rice, J.R., and Larson, K.M. (2007). Seismicity variations associated with aseismic transients in Guerrero, Mexico, 1995–2006, *Earth and Planetary Science Letters*, v. 262, p. 493–504.

Liu, Y., and J. R. Rice (2007). Spontaneous and triggered aseismic deformation transients in a subduction fault model, *J. Geophys. Res.*, 112, B09404

Lowry, A. R., K. M. Larson, V. Kostoglodov, and R. Bilham (2001). Transient fault slip in Guerrero, southern Mexico, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 3753– 3756.

Madariaga, R. (1976). Dynamics of an expanding circular fault, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 66, 639–666.

Manea, V., M. Manea, V. Kostoglodov, C. Currie, and G. Sewell (2004). Thermal structure, coupling and metamorphism in the Mexican subduction zone beneath Guerrero, *Geophys. J. Int.*, 158, 775–784.

Manea, V.C. & Manea, M. (2010). Flat-slab thermal structure and evolution beneath Central Mexico. *Pure Appl. Geophys.* 168, 1475–1487.

MASE (2007). Meso America Subduction Experiment. Caltech. Dataset.

doi:10.7909/C3RN35SP

Matsubara, M., Y. Yagi, and K. Obara (2005). Plate boundary slip associated with the 2003 Off-Tokachi earthquake based on small repeating earthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L08316.

Marcinkovich, C., and K. Olsen (2003). On the implementation of perfectly matched layers in a three-dimensional fourth-order velocity-stress finite difference scheme, *J. Geophys. Res.*, 108(B5), 2276.

McCaffrey R, Wallace LM, Beavan J. (2008). Slow slip and frictional transition at low temperature at the Hikurangi subduction zone, *Nat. Geosci.* 1:316–20.

Miller, M.M., Melbourne, T., Johnson, D.J., and Sumner, W.Q. (2002). Periodic slow earthquakes from the Cascadia subduction zone, *Science*, v. 295, p. 2423.

Miyazaki, S., P. Segall, J. J. McGuire, T. Kato, and Y. Hatanaka (2006). Spatial and temporal evolution of stress and slip rate during the 2000 Tokai slow earthquake, *J. Geophys. Res.*, 111, B03409.

Moczo, P., J. Kristek, and L. Halada (2000). 3D 4th-order staggered-grid finite-difference schemes: stability and grid dispersion. *Bull. Seism. Soc. Am.* 90, 587-603.

Moczo, P., J. Kristek, M. Galis, P. Pazak, and M. Balazovjeh (2007). The finite-difference and finite-element modeling of seismic wave propagation and earthquake motion, *Acta Phys. Slovaca*, 57(2), 177–406.

Murray, J. R., and P. Segall (2005). Spatiotemporal evolution of a transient slip event on the San Andreas Fault near Parkfield, California, *J. Geophys. Res.*, 110, B09407.

Noda, H., & Lapusta, N. (2013). Stable creeping fault segments can become destructive as a result of dynamic weakening *Nature* 000, 1-4.

Obara, K. (2002). Nonvolcanic deep tremor associated with subduction in southwest Japan, *Science*, v. 296, p. 1679–1681.

Obara, K., H. Hirose, F. Yamamizu, and K. Kasahara (2004). Episodic slow slip events accompanied by non-volcanic tremors in southwest Japan subduction zone, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L23602.

Obara, K., and Ito, Y. (2005). Very low frequency earthquakes excited by the 2004 off the Kii peninsula earthquakes: A dynamic deformation process in the large accretionary prism, *Earth, Planets, and Space*, v. 57, p. 321–326.

- Obara, K., and Hirose, H. (2006). Non-volcanic deep low frequency tremors accompanying slow-slips in southwest Japan subduction zone, *Tectonophysics*, v. 417, p. 33–51.
- Obara, K. (2010). Phenomenology of deep slow earthquake family in southwest Japan, Spatiotemporal characteristics and segmentation, *J. Geophys. Res.*, 115, B00A25.
- Obara, K. (2011). Characteristics and interactions between non-volcanic tremor and related slow earthquakes in the Nankai subduction zone, southwest Japan, *J. Geodyn.*, 52, 229–248.
- Ohta, Y., J. T. Freymueller, S. Hreinsdottir, and H. Suito (2006). A large slow slip event and the depth of the seismogenic zone in the south central Alaska subduction zone, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 247, 108–116.
- Olsen, K.B., J.C. Pechmann, and G.T. Schuster (1995). Simulation of 3-D elastic wave propagation in the Salt Lake Basin, *Bull. Seism. Soc. Am.* 85, 1688-1710.
- Olsen, K.B., S.M. Day, L.A. Dalguer, J. Mayhew, Y. Cui, J. Zhu, V.M. Cruz-Atienza, D. Roten, P. Maechling, T.H. Jordan, D. Okaya and A. Chourasia (2009). ShakeOut-D: Ground motion estimates using an ensemble of large earthquakes on the southern San Andreas fault with spontaneous rupture propagation, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L04303.
- Ozawa, S., S. Miyazaki, Y. Hatanaka, T. Imakiire, M. Kaidzu, and M. Murakami (2003). Characteristic silent earthquakes in the eastern part of the Boso peninsula, Central Japan, *Geophys. Res. Lett.*, 30(6), 1283.
- Ozawa, S., H. Suito, T. Imakiire, and M. Murakmi (2007). Spatiotemporal evolution of aseismic interplate slip between 1996 and 1998 and between 2002 and 2004, in Bungo channel, southwest Japan, *J. Geophys. Res.*, 112, B05409.
- Pardo, M., and G. Suarez (1995). Shape of the subducted Rivera and Cocos plates in southern Mexico: Seismic and tectonic implications, *J. Geophys. Res.*, 100, 12,357–12,373.
- Payero, J. S., V. Kostoglodov, N. Shapiro, T. Mikumo, A. Iglesias, X. Pérez-Campos, and R. W. Clayton (2008). Nonvolcanic tremor observed in the Mexican subduction zone, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L07305.
- Peacock, S. M. (1990). Fluid processes in subduction zones. *Science* 248, 329–337.
- Peacock, S.M. (2009). Thermal and metamorphic environment of subduction zone episodic tremor and slip, *Journal of Geophysical Research*, v. 114, B00A07.
- Peacock, S.M., Christensen, N.I., Bostock, M., Audet, P. (2011). High pore pressures and porosity at 35 km depth in the Cascadia subduction zone, *Geology*, 39 (5), 471–474.

Pérez-Campos, X., Y. Kim, A. Husker, P. M. Davis, R. W. Clayton, A. Iglesias, J. F. Pacheco, S. K. Singh, V. C. Manea, and M. Gurnis (2008). Horizontal subduction and truncation of the Cocos Plate beneath central Mexico, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L18303.

Peterson, C. L., and D. H. Christensen (2009). Possible relationship between nonvolcanic tremor and the 1998–2001 slow slip event, south central Alaska, *J. Geophys. Res.*, 114, B06302.

Protti, M., V. Gonzales, T. Kato, T. Iinuma, S. Miyasaki, K. Obana, Y. Kaneda, P. LaFemina, T. Dixon, and S. Schwartz (2004). A creep event on the shallow interface of the Nicoya Peninsula, Costa Rica seismogenic zone, *Eos Trans. AGU*, 85(47), *Fall Meet. Suppl.*, Abstract S441D-07.

Radiguet, M., F. Cotton, M. Vergnolle, M. Campillo, B. Valette, V. Kostoglodov, and N. Cotte (2011). Spatial and temporal evolution of a long term slow slip event, the 2006 Guerrero Slow Slip Event, *Geophys. J. Int.*, 184, 816–828.

Radiguet, M., F. Cotton, M. Vergnolle, M. Campillo, A. Walpersdorf, N. Cotte, and V. Kostoglodov (2012). Slow slip events and strain accumulation in the Guerrero gap, Mexico, *J. Geophys. Res.*, 117, B04305.

Rice, J. R., and M. P. Cleary (1976). Some basic stress-diffusion solutions for fluid-saturated elastic porous media with compressible constituents, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, vol. 14, pp. 227-241.

Rice, J. R., *Elasticity of Fluid-Infiltrated Porous Solids (Poroelasticity)*, (1998); revised list of references, August 2001 and April 2004) For use in Engineering Science 265, Advanced environmental geomechanics.

Rivet, D., M. Campillo, N. M. Shapiro, V. Cruz-Atienza, M. Radiguet, N. Cotte, and V. Kostoglodov (2011). Seismic evidence of nonlinear crustal deformation during a large slow slip event in Mexico, *Geophys. Res. Lett.*, 38, L08308.

Rivet, D., M. Campillo, M. Radiguet, D. Zigone, V. M. Cruz-Atienza, N. M. Shapiro, V. Kostoglodov, N. Cotte, G. Cougoulat, A. Walpersdorf and E. Daub (2013). Seismic velocity changes, strain rate and non-volcanic tremors during the 2009-2010 slow slip event in Guerrero, Mexico. *Geophysical Journal International*, Vol. 195, No. 2.

Roeloffs, E.A. (1988). Fault stability changes induced beneath a reservoir with cyclic variations in water level, *J. Geophys. Res.*, **93**, 2107–2124.

Rogers, G., and H. Dragert (2003). Episodic tremor and slip on the Cascadia subduction

- zone: The chatter of silent slip, *Science*, 300, 1942–1943.
- Rubin, A.M. (2008). Episodic slow-slip events and rate-and- state friction, *Journal of Geophysical Research*, v. 113, B11414.
- Rubinstein, J.L., Shelly, D.R., and Ellsworth, W.L. (2010). Non-volcanic tremor: A window into the roots of fault zones, *New Frontiers in Integrated Solid Earth Sciences*, p. 287–314.
- Rüpke, L. H., Morgan, J. P., Hort, M., Connolly, J. A. D. (2004). Serpentine and the subduction zone water cycle. *Earth Planet. Sci. Lett.* 223, 17–34.
- Sagiya, T. (2004). Interplate coupling in the Kanto District, central Japan, and the Boso Peninsula silent earthquake in May 1996, *Pure Appl. Geophys.*, 161, 2327–2342.
- Savage, J. (1983). A dislocation model of strain accumulation and release at a subduction zone, *J. Geophys. Res.*, 88(B6), 4984–4996.
- Shapiro, S. A., Huenges, E., and Borm, G. (1997). Estimating the Crust Permeability from Fluid-injection-induced Seismic Emission at the KTB Site, *Geophys. J. Internat.* 131, F15–F18.
- Singh, S. K., L. Astiz, And J. Havskov (1981). Seismic Gaps And Recurrence Periods Of Large Earthquakes Along The Mexican Subduction Zone: A Reexamination. Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 71, No. 3, pp. 827-84.
- Shelly, D.R., Beroza, G.C., and Ide, S. (2006). Low-frequency earthquakes in Shikoku, Japan, and their relationship to episodic tremor and slip. *Nature*, v. 442, p. 188–191.
- Shelly, D.R., and Beroza, G.C. (2007). Complex evolution of transient slip derived from precise tremor locations in western Shikoku, Japan, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, v. 8, 18 p.
- Shibazaki B, Bu S, Matsuzawa T, Hirose H. (2010). Modeling the activity of short-term slow slip events along deep subduction interfaces beneath Shikoku, southwest Japan, *J. Geophys. Res.* 115:B00A19.
- Smith, G.D. (1985). *Numerical Solution of Partial Differential Equations: Finite Difference Methods*. Oxford University Press, Oxford, England, third edition.
- Song, T. A., D. V. Helmberger, M. R. Brudzinski, R. W. Clayton, P. Davis, X. Perez-Campos, and S. K. Singh (2009). Subducting slab ultra-slow velocity layer coincident with silent earthquakes in southern Mexico, *Science*, 324(5926), 502–506.

- Stein, S. y Wyssession, M. (2003). *An introduction to seismology, earthquakes and earth structure*. Blackwell Publishing, Malden, MA, EUA.
- Suárez, G., T. Monfret, G. Wittlinger, and C. David (1990). Geometry of subduction and depth of the seismogenic zone in the Guerrero gap, Mexico, *Nature*, 345(6273), 336–338.
- Song, T. R. A., Helmberger, D. V., Brudzinski, M. R., Clayton, R. W., Davis, P., Perez-Campos, X., and Singh, S. K. (2009). Subducting slab ultra-slow velocity layer coincident with silent earthquakes in southern Mexico, *Science* 324, 502–506.
- Valdes, C. M., W. D. Mooney, S. K. Singh, R. P. Meyer, C. Lomnitz, J. H. Luetgert, C. E. Helsley, B. T. R. Lewis, and M. Mena (1986). Crustal structure of Oaxaca, Mexico, from seismic refraction measurements, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 76, 547–563.
- Vergnolle, M., A. Walpersdorf, V. Kostoglodov, P. Tregoning, J. A. Santiago, N. Cotte, and S. I. Franco (2010). Slow slip events in Mexico revised from the processing of 11 year GPS observations, *J. Geophys. Res.*, 115.
- Virieux, J. (1986). P-SV wave propagation in heterogeneous media: Velocity-stress finite-difference method, *Geophysics*, 51, 889–901.
- Wang, H.F. (2000). *Theory of Linear Poroelasticity*, Princeton University Press, Princeton, NJ.
- Wallace, L. M., and J. Beavan (2006). A large slow slip event on the central Hikurangi subduction interface beneath the Manawatu region, North Island, New Zealand, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L11301.
- Wallace, L. M., and J. Beavan (2010). Diverse slow slip behavior at the Hikurangi subduction margin, New Zealand, *J. Geophys. Res.*, 115, B12402.
- Wallace, L. M., J. Beavan, Bannister, and C. Williams (2012). Simultaneous long-term and short-term slow slip events at the Hikurangi subduction margin, New Zealand: Implications for processes that control slow slip event occurrence, duration, and migration, *J. Geophys. Res.*, 117, B11402.
- Wallace, L. M., and D. Eberhart-Phillips (2013). Newly observed, deep slow slip events at the central Hikurangi margin, New Zealand: Implications for downdip variability of slow slip and tremor, and relationship to seismic structure, *Geophys. Res. Lett.*, 40, 5393–5398.
- Walpersdorf, A., N. Cotte, V. Kostoglodov, M. Vergnolle, M. Radiguet, J. Santiago, and M. Campillo (2011). Two successive slow slip events evidenced in 2009–2010 by a dense GPS network in Guerrero, Mexico, *Geophys. Res. Lett.*, 38, L15307.

Wech, A. G., and K. C. Creager (2008), Automated detection and location of Cascadia tremor, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L20302

Wech, A.G., Creager, K.C., and Melbourne, T.I. (2009). Seismic and geodetic constraints on Cascadia slow-slip, *Journal of Geophysical Research*, v. 114, p. B10316.

Yoshioka S, Toda M, Nakajima J. (2008). Regionality of deep low-frequency earthquakes associated with sub-duction of the Philippine Sea plate along the Nankai Trough, southwest Japan, *Earth Planet. Sci. Lett.* 272:189–98.

Zigone, D., et al. (2012). Triggering of tremors and slow slip event in Guerrero, Mexico, by the 2010 Mw 8.8 Maule, Chile, earthquake, *J. Geophys. Res.*, 117, B09304.