

**Centro de Investigación Científica y de Educación  
Superior de Ensenada, Baja California**



---

**Programa de Posgrado en Ciencias  
en Ciencias de la Tierra**

---

**Balance de masa y desarrollo de superficies  
depositacionales en cinturones plegados y de cabalgaduras**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de  
Maestro en Ciencias

Presenta:

**Andrea Lotero Vélez**

Ensenada, Baja California, México  
2015

Tesis defendida por

**Andrea Lotero Vélez**

y aprobada por el siguiente Comité

---

**Dr. Juan Contreras Pérez**  
Director de tesis

**Dr. Luis Alonso Gallardo Delgado**

**Dr. Jesús Favela Vara**

**Dra. Anamaría Escofet Giansone**



---

**Dr. Juan García Abdeslem**  
Coordinador del Posgrado en Ciencias de la Tierra

---

**Dra. Rufina Hernández Martínez**  
Directora de Estudios de Posgrado

*Andrea Lotero Vélez © 2015*

*Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor*

Resumen de la tesis que presenta **Andrea Lotero Vélez** como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Ciencias de la Tierra con orientación en Geología.

### **Balance de masa y desarrollo de superficies depositacionales en cinturones plegados y de cabalgaduras**

Resumen aprobado por:

---

Dr. Juan Contreras Pérez  
Director del Comité

En sistemas compresionales los procesos de deformación, difusión de masa y sedimentación se encuentran íntimamente acoplados. Desde el punto de vista de balance de masa, estos procesos interactúan entre sí y controlan el desarrollo de topografía y los patrones de apilamiento en los estratos de crecimiento. Modelar estas interacciones es importante ya que nos permite constreñir los parámetros críticos que caracterizan la cinemática de deformación, la dinámica de sedimentación y la degradación de la topografía. Entender éstas interacciones es fundamental en el estudio de sistemas petroleros ya que permite conocer la evolución de la formación de trampas estructurales e identificar el momento crítico del sistema petrolero. Este trabajo presenta un modelo numérico que simula la evolución cinemática de pliegues de despegue e incorpora la dinámica de los diferentes flujos de masas superficiales asociados con el proceso de deformación. Por un lado, la cinemática de deformación es gobernada por la ecuación de continuidad (el principio de conservación de masa) y considera un campo de velocidad de estado estacionario Euleriano en el cual la tasa de acortamiento es constante. La degradación de la topografía, por otro lado, está gobernada por el modelo no lineal de transporte de masa. En este modelo el flujo de sedimentos aumenta rápidamente cuando la pendiente se aproxima a un valor crítico  $\theta_c$ , el cual representa la inclinación en el que se desarrollan movimientos de masa superficial episódicos, tales como avalanchas granulares. Adicionalmente, la carga de sedimentos transportados en suspensión se modela en función de la velocidad de asentamiento de Stokes, la velocidad horizontal del fluido, y el gradiente topográfico. Los experimentos numéricos del modelo muestran que la retracción de pendientes está fuertemente controlada por el modelo de difusión no lineal. Cuando  $\theta_c$  es alto, el sistema es dominado por difusión lineal y se desarrollan estructuras suavizadas con crestas redondeadas. En contraste, cuando  $\theta_c$  es bajo, el sistema es dominado por difusión no lineal y se forman pliegues con laderas rectas y crestas con mayor curvatura. En este caso también se desarrollan superficies de erosión que forman autociclos como respuesta a la dinámica interna de erosión/sedimentación. El modelo propuesto en este trabajo sugiere que la aparición de estos autociclos en el registro sedimentario sin-tectónico depende de la relación entre las escalas de tiempo y longitud características del sistema sedimentario y de la periodicidad e intensidad de las perturbaciones climáticas y/o tectónicas al sistema. Los resultados obtenidos en éste trabajo predicen algunos de los rasgos estructurales y morfológicos observados en las imágenes sísmicas del cinturón plegado de aguas profundas al oeste del Golfo de México.

**Palabras claves:** Flujo de masa, cinemática de deformación, difusión no lineal, dinámica sedimentaria, evolución de la topografía.

Abstract of the thesis presented **Andrea Lotero Vélez** as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Earth Sciences with orientation in Geology.

### **Mass balance and the development of depositional surfaces in fold and thrust belts**

Abstract approved by:

---

Dr. Juan Contreras Pérez  
Thesis Director

In compressional systems, deformation, mass wasting and sedimentation are fully coupled phenomena. From the point of view of mass balance, these processes interact with each other controlling the evolution of the topography and deposition of growth strata. It is important to model these interactions because they allow us to constrain critical parameters of the kinematics of deformation, sedimentation dynamics, and degradation of the topography. Understanding these interactions may therefore be of economic relevance to the petroleum industry as it allows us to know the evolution of structural traps formation and identify the critical moment of the petroleum system. This work presents a numerical model that simulates the kinematic evolution of detachment folds but which incorporates the dynamics of the different superficial mass fluxes associated with the deformation process. The deformation is governed by the continuity equation (the principle of mass conservation) and considers a stationary Eulerian velocity field in which shortening rate is constant. The degradation of the topography, on the other hand, is governed by a nonlinear slope-dependent transport model. In this model sediment flux increases rapidly where hillslope angle approaches to a critical value,  $\theta_c$ , representing the angle at which episodic superficial mass movements, like granular avalanches, are developed. Additionally, the sediment load transported in suspension is modeled as a function of the Stokes' settling velocity, the horizontal fluid velocity, and the topographic gradient. Numerical experimentation shows that hillslope retraction is strongly controlled by nonlinear mass diffusion. On one hand, if  $\theta_c$  is high, linear diffusion dominates and smooth structures with rounded crests develop. In contrast, if  $\theta_c$  is small, nonlinear diffusion dominates resulting in folds with straight hillslopes and angular crests, in which case erosional surfaces are developed bounding autocycles product of the dynamics of erosion/sedimentation. The model proposed in this work suggests that the occurrence of these autocycles in the syn-tectonic sedimentary record depends on the relationship between the temporal and spatial characteristic scales in the sediment routing system and the frequency and intensity of external perturbations to the system. The numerical results obtained in this work predict some of the structural and morphological features observed in the seismic cross-sections of the deep-water foldbelt of the western Gulf of Mexico.

**Keywords:** mass flux, kinematics of deformation, nonlinear diffusion, sedimentation dynamics, topographic evolution.

## Dedicatoria

*A todas aquellas personas  
que me han acompañado a  
descubrir el mundo y me  
han enseñado a entregarme  
a él con todo el corazón.*

## Agradecimientos

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por brindarme el apoyo económico para poder realizar mis estudios en el programa de Maestría en Ciencias de la Tierra. Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE) y en especial al Departamento de Ciencias de la Tierras por la excelente formación académica y los recursos proporcionados.

Un especial agradecimiento a mi director de tesis Dr. Juan Contreras por compartir su brillante ingenio, sus conocimientos y su constante dedicación durante estos dos años. Así mismo, a los miembros del comité de tesis, Dr. Luis Alonso Gallardo, Dr. Jesús Favela y Dra. Anamaría Escofet por sus valiosos comentarios y sugerencias durante el desarrollo de la tesis.

A México, a la hermosa ciudad de Ensenada y a toda su gente por abrirme sus puertas y hacerme sentir como en casa. A mis compañeros y amigos de aventuras por su compañía e inolvidables momentos.

A mis padres y a mi hermana por su apoyo y amor incondicional, and finally, to my fiancé for teaching me how to follow my heart and walk beside me in this long journey.

Gracias a todos por hacer de la maestría una excelente experiencia de vida.

## Tabla de contenido

	Página
<b>Resumen en español</b> .....	ii
<b>Resumen en inglés</b> .....	iii
<b>Dedicatoria</b> .....	iv
<b>Agradecimientos</b> .....	v
<b>Lista de figuras</b> .....	vii
<b>Lista de tablas</b> .....	xi
<b>Capítulo 1. Introducción</b> .....	<b>1</b>
1.1 Antecedentes .....	1
1.2 Objetivos .....	5
<b>Capítulo 2. Marco conceptual y ecuaciones fundamentales</b> .....	<b>7</b>
2.1 Cinemática de deformación .....	7
2.2 Difusión de masa .....	11
2.3 Sedimentación .....	16
<b>Capítulo 3. Métodos</b> .....	<b>20</b>
3.1 Discretización del campo de deformación .....	22
3.2 Discretización de la ecuación de degradación de la topografía .....	23
<b>Capítulo 4. Resultados</b> .....	<b>30</b>
4.1 Calibración de los parámetros $\delta$ y $\theta_c$ .....	31
4.2 Texturización de los resultados numéricos.....	35
4.3 Experimentación numérica. ....	38
4.4 Comparación del modelo con imágenes sísmicas del Golfo de México.....	47
<b>Capítulo 5. Discusión</b> .....	<b>51</b>
<b>Capítulo 6. Conclusiones</b> .....	<b>54</b>
<b>Lista de referencias bibliográficas</b> .....	<b>56</b>

## Lista de figuras

Figura		Página
1	Sección estructural que ejemplifica la arquitectura de cinturones de pliegues y cabalgaduras en una sección del Rio Sukunka en la cuenca Alberta al Occidente de Canadá. Modificado de Wright et al. (1994).....	1
2	Ilustración esquemática de varios escenarios que relacionan cualitativamente la interacción entre el flujo de levantamiento tectónico ( $J_t$ ), flujo de masa superficial ( $J_s$ ), y sedimentación ( $S$ ). Modificado de Burbank y Vergés (1994). Los estratos de crecimiento hacen referencia a aquellos sedimentos que se depositan sobre los pliegues durante el proceso de deformación (Suppe et al., 1992).....	2
3	Esquema de los elementos estructurales de los cinturones de pliegues y cabalgaduras: a) Pliegue-rampa, b) pliegue de propagación de falla y c) pliegue de despegue. u representa el acortamiento acumulado.....	8
4	Deflexión de un medio viscoso sujeto a compresión. Modificado de Biot (1961).....	9
5	Geometría de pliegues cuspidos-lobados en un medio con contraste de viscosidades, $\mu_1$ y $\mu_2$ . Modificado de Smith (1979).....	10
6	Modelo conceptual que ilustra la secuencia en tiempo de los cambios en las condiciones de estabilidad de sedimentos relacionados con la inclinación de la pendiente. Tomado de Nigro et al. (2004).....	13
7	Datos experimentales que muestran el comportamiento del flujo de sedimentos en función de las pendiente. a) Relación entre flujo de sedimento y la pendiente. La curva representa el comportamiento del flujo basada en la ecuación (9). b) series de tiempo para 5 de los flujos de sedimentos presentados en la figura 7a para diferentes valores de la pendiente. Tomado de Roering et al. (2001).....	15
8	Esquema de transporte de sedimentos como carga en suspensión en ambientes de aguas profundas, donde $v_f$ es la velocidad del fluido y $v_s$ es la velocidad de asentamiento de Stokes.....	16

9	El diagrama de Hjulstöm, ilustra la relación entre el tamaño de partículas y la velocidad del fluido requerida para erosionar, transportar y depositar dichos sedimentos. Tomado de Wright et al. (1999).....	17
10	Esquema que ilustra las condiciones bajo las cuales se promueve (a) el transporte de sedimentos y (b) la depositación de sedimentos.....	19
11	La geometría inicial del modelo es representada por una región rectangular de dimensiones $2L \times H$ . El medio es discretizado a una resolución $\Delta x$ y $\Delta y$ (ver detalles en el texto).....	21
12	Ilustración de tres diferentes esquemas de discretización de una primera derivada $Du(x)$ : diferencias finitas progresivas ( $D_+u(x)$ ), regresivas ( $D_-u(x)$ ) y centradas ( $D_0u(x)$ ). Modificado de LeVeque (2007).....	22
13	Ilustración del estencil de nodos empleados en el método de Crank-Nicolson. $x_i$ corresponde a los valores nodales espaciales y $t_n$ a pasos discretos de tiempo.....	25
14	Interpretación sísmica del cinturón plegado de las Crestas Mexicanas, Golfo de México. Tomado de Yarbuh y Contreras (2015).....	30
15	Experimentos numéricos realizados para estimar $\delta$ . Para un valor de $\delta = 0.25$ se reproduce la geometría de pliegues cuspados-lobados.....	32
16	Experimentos numéricos realizados para estimar $\theta_c$ . Para un valor de $\theta_c = \tan(25^\circ)$ , se reproduce la morfología de flancos rectos y sinclinales planos sin desestabilizar el modelo.....	34
17	Imagen sísmica del pliegue 2 (Figura 14) de las Crestas Mexicanas que ilustra la geometría de pliegues cuspados-lobados con flancos rectos. Tomado de Yarbuh y Contreras (2015).....	35
18	Esquema del proceso de texturización de campos vectoriales mediante la aplicación de la técnica Line Integral Convolution (LIC). Tomado de Castaneda (2008).....	36
19	Esquema de la convolución (ecuación 39) que utiliza el LIC. Tomado de Castaneda (2008).....	36

- 20 Resultado de una simulación numérica para  $V_u = 0.25 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.4 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.2 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . a) Pliegue de despegue con desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos regulares cuasi-periódicos. b) Imagen texturizada con LIC. c) Imagen sísmica del pliegue 4 (Figura 14) de las Crestas Mexicanas..... 37
- 21 Resultado de la simulación numérica para diferentes valores de  $V_u$ : a y b)  $V_u = 0.1 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.4 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.2 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . a) Pliegue con desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos regulares cuasi-periódicos. b) Imagen texturizada con LIC que evidencia estos rasgos cíclicos. c y d)  $V_u = 0.4 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.4 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.2 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . c) Pliegue con patrones de apilamiento que convergen hacia la cresta. d) Imagen texturizada que muestra el espesor de los estratos de crecimiento..... 39
- 22 Resultado de la simulación numérica para diferentes valores de  $\kappa$ : a y b)  $V_u = 0.25 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.15 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.2 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . a) Pliegue con desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos irregulares. b) Imagen texturizada con LIC que evidencia algunos de estos rasgos predominantes. c y d)  $V_u = 0.25 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.6 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.2 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . c) Pliegue con desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos regulares cuasi-periódicos. d) Imagen texturizada que muestra el espesor de los estratos de crecimiento..... 40
- 23 Resultado de la simulación numérica para diferentes valores de  $\dot{S}$ : a y b)  $V_u = 0.25 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.4 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.1 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . a) Pliegue con patrones de apilamiento convergentes hacia la cresta. b) Imagen texturizada con LIC que evidencia el espesor de los estratos de crecimiento. c y d)  $V_u = 0.25 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.4 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.3 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . c) Pliegue con desarrollo de patrones cíclicos irregulares. d) Imagen texturizada que muestra algunos de estos patrones de apilamiento..... 42
- 24 a) Diagrama en un espacio paramétrico ( $\dot{S}$ ,  $\kappa$ ,  $V_u$ ) que sintetiza los resultados obtenidos en las experimentaciones numéricas. b) Patrones cíclicos regulares cuasi-periódicos, c) patrón cíclico irregular y d) convergencia de la estratigrafía hacia la cresta sin desarrollo de ciclos..... 43

25	Secuencia del desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos regulares cuasi-periódicos. a) Comienzo de la deformación: acumulación constante de sedimentos a lo largo de la estructura. b) Formación de la primera superficie de erosión. c) Avance de la sedimentación hacia la cresta del pliegue rellenando la superficie de erosión. d), e) y f) Formación de nuevas superficies de erosión a medida que avanza la sedimentación.....	44
26	Secuencia del desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos irregulares. a) Comienzo de la deformación: acumulación constante de sedimentos a lo largo de la estructura. b) Formación de la primera superficie de erosión. c) Aumenta la dinámica interna de sedimentación. Se rellena la superficie de erosión preexistente al mismo tiempo que forma nuevas superficies de menor magnitud. d) Patrones de terminación basal o downlap locales. e) y f) Desarrollo de múltiples superficies de erosión como respuesta a la dinámica interna de sedimentación.....	46
27	Comparación entre imágenes sísmicas de las Crestas Mexicanas y una simulación numérica con el modelo presentado en esta tesis. a) Imagen sísmica de los pliegues 1, 2 y 3 (Figura 14). b) Resultado de la simulación numérica para un tren de ondas con $V_u = 0.39 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ , $\kappa = 0.69 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$ y $\dot{S} = 0.2 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . Ver texto para más detalle. c) Imagen texturizada con LIC.....	48
28	Comparación entre imágenes sísmicas de las Crestas Mexicanas y una simulación numérica con el modelo presentado en esta tesis. a) Imagen sísmica de los pliegues 7, 8 y 9 (Figura 14). b) Resultado de la simulación numérica para un tren de ondas con $V_u = 0.15 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ , $\kappa = 0.36 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$ y $\dot{S} = 0.2 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . Ver texto para más detalles. c) Imagen texturizada con LIC.....	50
29	a) Interpretación de la estratigrafía sísmica en la región de las Crestas Mexicanas. Tomado de Vazquez-Meneses (2005). En esta interpretación se identifican diferentes eventos de crecimiento del pliegue (Growth 01 a 06 en la columna de la derecha). b) Desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos regulares cuasi-periódicos con el modelo (ver Figura 25e).....	53

## Lista de tablas

Tabla		Página
1	Parámetros y condiciones de frontera usados por el modelo.....	31

# Capítulo 1. Introducción

## 1.1 Antecedentes

Un cinturón de pliegues y cabalgaduras (CPYC) es un cinturón deformado cuyo estilo estructural dominante es contraccional o transpresional frágil y frágil/ductil (Nemčok et al., 2005). Los cinturones plegados evolucionan a partir de cualquier margen pasiva o de sistemas de rift intracratónico y sus cuencas sedimentarias asociadas (Nemčok et al., 2005). Estos sistemas de pliegues crecen lateral y verticalmente debido al acortamiento acumulado y a la propagación de fallas inversas de bajo ángulo (Burbank et al., 1996). En general, existen dos tipos de CPYC: 1) Los cinturones de cobertura delgada o *thin-skin thrustbelts* cuyo estilo estructural dominante involucra una cobertura sedimentaria deformada independientemente del basamento subyacente y 2) los cinturones de cobertura gruesa o *thick-skin thrustbelts*, los cuales involucran no solo la deformación de la cobertura sedimentaria, sino también la del basamento. Es importante mencionar que la distinción entre cinturones de cobertura delgada y cobertura gruesa no es rígida, ya que muchos cinturones plegados exhiben ambos estilos estructurales en diferentes porciones del cinturón (Figura 1).

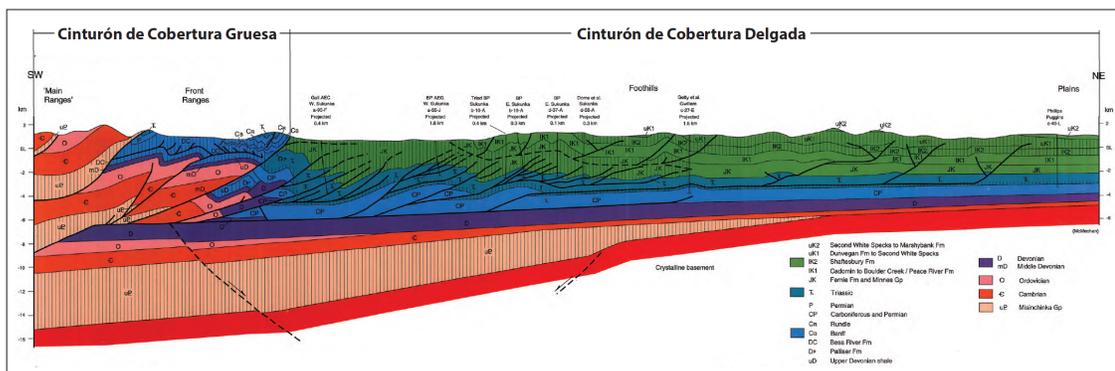


Figura 1. Sección estructural que ejemplifica la arquitectura de cinturones de pliegues y cabalgaduras en una sección del Río Sukunka en la cuenca Alberta al Occidente de Canadá. Modificado de Wright et al. (1994).

Una característica importante de los CPYC es que pueden generar topografía. Cuando el sistema es expuesto a intemperismo y a agentes de transporte, la masa levantada es redistribuida por procesos de degradación, produciendo un flujo de sedimentos que se moviliza desde una zona dominada por erosión hasta la región donde estos son

finalmente depositados. Allen (1997) denominó a la trayectoria que sigue el flujo de sedimentos como un sistema de enrutamiento de sedimentos (*sediment routing system*). En general, estos sedimentos son transportados desde la fuente hasta la zona de depositación. Sin embargo, existen numerosas zonas de acumulación y de preservación de sedimentos que dependen de escalas de tiempo y longitud y del control autogénico (interno) o alogénico (externo) dentro del sistema sedimentario (Allen y Allen, 2005).

Desde el punto de vista de balance de masa el desarrollo de relieve y la acumulación de sedimentos están controlados por una serie de flujos de masa. Estos flujos se ilustran en la Figura 2 y son los siguientes: Flujo de levantamiento tectónico ( $J_t$ ) asociado con el acortamiento, flujo de masa superficial ( $J_s$ ) que incluye difusión de masa y erosión, y sedimentación ( $S$ ).

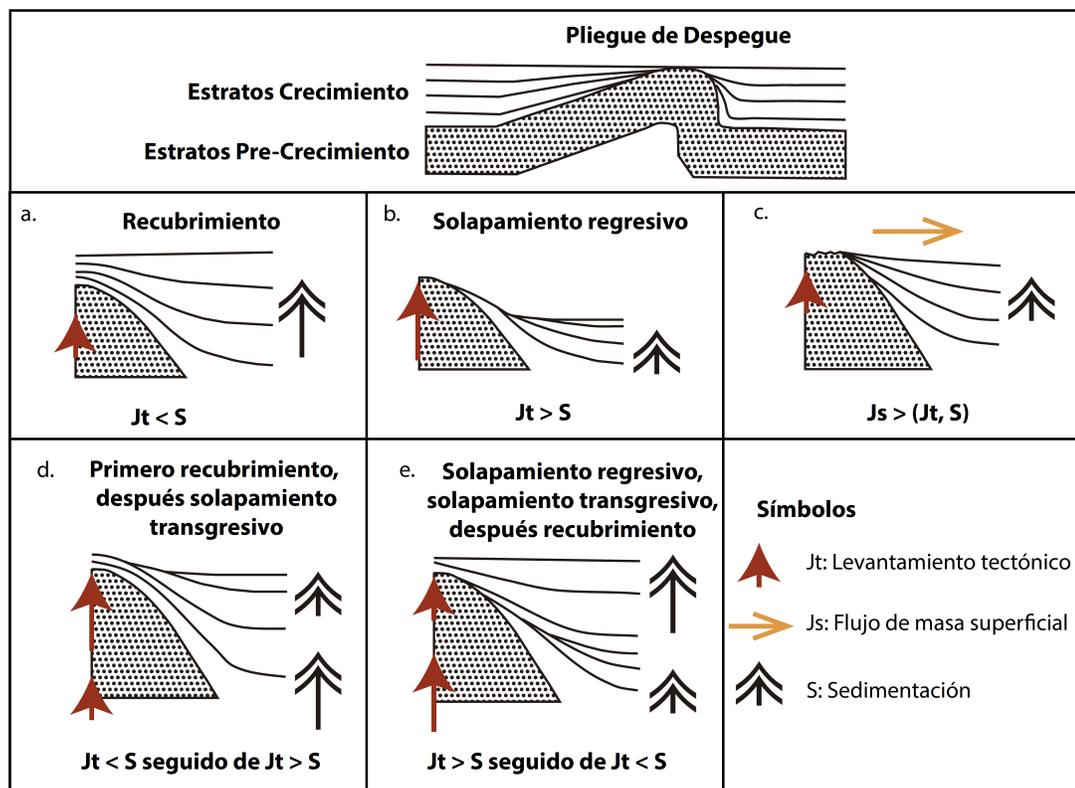


Figura 2. Ilustración esquemática de varios escenarios que relacionan cualitativamente la interacción entre el flujo de levantamiento tectónico ( $J_t$ ), flujo de masa superficial ( $J_s$ ), y sedimentación ( $S$ ). Modificado de Burbank y Vergés (1994). Los estratos de crecimiento hacen referencia a aquellos sedimentos que se depositan sobre los pliegues durante el proceso de deformación (Suppe et al., 1992).

Si  $\dot{S}$  excede o mantiene su ritmo con  $J_t$  se acumulan sedimentos desarrollando estratos de crecimiento pero no topografía (Burbank et al., 1996). Bajo estas condiciones se forman estructuras de recubrimiento u *overlap* locales (Figura 2a). En contraste, si  $J_t$  excede a  $\dot{S}$  se desarrolla topografía y  $J_s$  juega un papel importante controlando la amplitud del relieve topográfico (Burbank et al., 1996). En este caso, se forman estructuras de solapamiento regresivo u *offlap* sobre los sedimentos depositados (Figura 2b). Además, en el caso extremo en que  $J_s$  domine, no se formará topografía ya que ésta será rápidamente erosionada y transportada (Figura 2c). Esto dará como resultado que los sedimentos acumulados sean deformados y ocurrirán importantes discordancias progresivas (Riba, 1976; Burbank y Vergés, 1994). Adicionalmente, cambios en las condiciones climáticas y/o tectónicas pueden inducir variaciones en estos flujos de masa. Por ejemplo, si  $\dot{S}$  es variable debido a variaciones climáticas entonces se desarrollan patrones sedimentarios complejos. Cuando  $\dot{S}$  excede inicialmente a  $J_t$  y posteriormente estas condiciones se invierten, se crean estructuras de recubrimiento que subyacen a estructuras de solapamiento regresivo (Figura 2d). En el caso contrario, se formará en la base estructuras de solapamiento regresivo, luego solapamiento transgresivo u *onlap* y sobre estas, estructuras de recubrimiento (Figura 2e).

Los flujos de masa descritos anteriormente no actúan de forma independiente, por el contrario, estos interactúan entre sí y se retroalimentan mutuamente.  $J_t$  crea pendientes inclinadas que impulsan a  $J_s$  a redistribuir la masa levantada. De igual manera, durante el levantamiento se genera un espacio de acomodación para depositar sedimentos provenientes de la degradación de la topografía emergente o bien, de sedimentos distales. El gradiente topográfico generado se ve atenuado por la acomodación de estos sedimentos de tal modo que si  $\dot{S}$  aumenta, el relieve topográfico y el efecto de difusión de masa superficial disminuyen. Por otra parte,  $J_s$  libera carga al sistema levantado retroalimentando a  $J_t$ . Si  $J_s$  es bajo respecto a  $J_t$  se crea inicialmente mucha topografía permitiendo el desarrollo del sistema montañoso pero eventualmente éste cesa debido a su propio peso y avanza lateralmente (e.g., Fitz-Diaz et al., 2014).

A pesar de que cualitativamente se entiende la interacción entre estos flujos (Figura 2) los modelos predictivos existentes que describen estos procesos y su interacción son limitados. Por ejemplo, estos modelos asumen comúnmente difusión lineal. Como veremos más adelante, la difusión lineal de sedimentos solo ocurre cuando la pendiente topográfica es pequeña. Cuando las pendientes son altas el flujo es fuertemente no lineal (Andrews y Bucknam, 1987; Roering et al., 2001; Nigro et al., 2004). También hay problemas con los modelos de forzamiento tectónico, lo que da como resultado que modelos existentes capturen sólo de manera cruda estos procesos (Poblet et al., 1997). Por otra parte, se sabe de estudios estratigráficos que la ocurrencia de ciclos sedimentarios pueden estar fuertemente ligados con la dinámica autogénica de sedimentación. Esto es algo que los modelos lineales no parecen capturar correctamente (e.g., Godard et al., 2013).

Desde la perspectiva del análisis de sistemas sedimentarios los cambios en la producción, transporte o depositación de sedimentos debido a perturbaciones externas pueden generar señales sobre el registro sedimentario. Como se mencionó anteriormente, el grado en que estas señales son preservadas dependen de escalas de tiempo y longitud y de la dinámica autogénica de sedimentación dentro del sistema de enrutamiento de sedimentos (Allen y Allen, 2005; Romans et al., 2015). La escala temporal se refiere al tiempo de respuesta de dichas perturbaciones dentro del sistema sedimentario. Mientras que la escala de longitud se refiere a la longitud de advección o transporte de sedimentos. Ésta longitud de advección hace referencia a la longitud horizontal sobre la cual un promedio de partículas es transportado en el fluido antes de asentarse. De esta manera, sí el periodo de recurrencia de las perturbaciones es menor que su tiempo de respuesta, la señal sobre los sedimentos depositados será amortiguada. Por el contrario, sí el periodo es mayor a su tiempo de respuesta se desarrollan patrones estratigráficos que registran estos efectos externos al sistema. Por otro lado, también hay que considerar que cuanto más grande sea el sistema, mayor será el tiempo de respuesta.

Uno de los procesos que controla el tiempo de respuesta es la difusión superficial de masa (dispersión areal por unidad de tiempo). Así, si la difusión es dominante, tenderá a amortiguar el efecto de las perturbaciones externas. Sin embargo, modelos numéricos

y físicos han mostrado que las perturbaciones climáticas y/o tectónicas registradas en la estratigrafía pueden ser afectadas o enmascaradas completamente por la dinámica autogénica de sedimentación (Wang et al., 2011; Ganti et al., 2014; Romans et al., 2015). Ésta dinámica interna genera una auto-organización en la depositación de los sedimentos independientemente de las perturbaciones externas. Ganti et al., (2014) sugieren que la morfodinámica autogénica puede ocurrir cuando la escala de longitud de interés, por ejemplo el tamaño del sistema o la longitud de onda del plegamiento, es mayor o del mismo orden que la longitud de advección. De esta manera los procesos de dinámica interna de sedimentación, en zonas tectónicamente activas, juegan un papel importante en el desarrollo de patrones de apilamiento sobre los elementos arquitectónicos de los CPYC.

## **1.2 Objetivos**

El objetivo principal de este trabajo es entender, en términos de flujos de masa, cómo forzamiento tectónico, flujo de masa superficial y sedimentación interactúan entre sí y controlan el desarrollo de topografía y la dinámica interna de sedimentación en CPYC. Modelar numéricamente estas interacciones a escalas de cinturones plegados es importante ya que permite proponer una posible historia de la cinemática del plegamiento y evolución de la topografía. Así mismo, entender la complejidad de estos procesos es importante para poder evaluar el aporte de sedimentos al sistema e interpretar la estratigrafía preservada en el registro sedimentario sin-tectónico. Estas observaciones son fundamentales en el estudio de sistemas petroleros ya que permite establecer la evolución de la formación de trampas estructurales e identificar el momento crítico del sistema petrolero. A pesar de su importancia, poco se sabe acerca de cómo el flujo de sedimentos varía como función de los procesos morfotectónicos y escalas de sedimentación (Tucker et al., 1996; Allen et al., 2012). Por ejemplo, algunos modelos de crecimiento de pliegues han mostrado que la respuesta de la sedimentación al forzamiento tectónico no es instantánea. Esto es de relevancia ya que distorsiona la cronología de tales eventos y puede llevar a interpretaciones erróneas del registro sedimentario (Contreras, 2010; Yarbuh y Contreras, 2015).

A continuación se presentan los fundamentos conceptuales y las ecuaciones que describen la cinemática de deformación, el proceso de difusión de masa y la dinámica de sedimentación.

## Capítulo 2. Marco conceptual y ecuaciones fundamentales

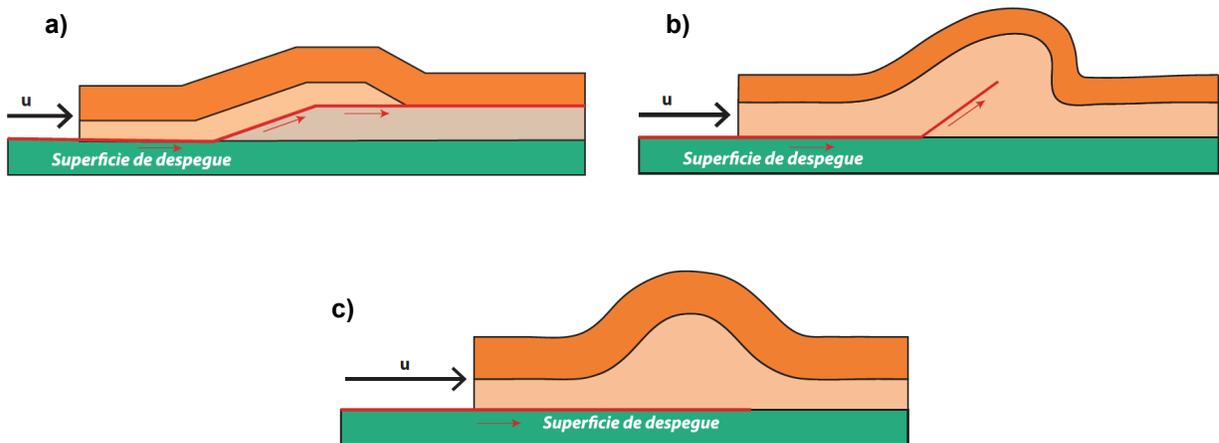
---

### 2.1 Cinemática de deformación

Los CPYC están conformados por una serie de elementos arquitectónicos denominados pliegue-rampa (*fault-bend fold*), pliegue de propagación de falla (*fault-propagation fold*) y pliegue de despegue (*detachment fold*) (Figura 3). Por un lado, los pliegues-rampa se forman cuando un despegue basal comunica mediante una rampa o superficie de falla no planar, a otro despegue que corre a lo largo de un horizonte dúctil ubicado en un nivel estratigráfico superior (Suppe, 1983; Suppe, 1985; Nemčok et al., 2005; Figura 3a). Los pliegues de propagación de falla, por su parte, se forman cuando el plegamiento por deslizamiento flexural y la propagación de una superficie de falla actúan simultáneamente dando lugar a un anticlinal asimétrico con una falla ciega en su núcleo (Suppe, 1985; Jamison, 1987; Nemčok et al., 2005; Figura 3b). En contraste, los pliegues de despegue están definidos como una unidad basal conformada por rocas dúctiles, asociadas comúnmente con lutitas o formaciones de sal, que sobreyacen una unidad de roca más competente (Homza y Wallace, 1997; Hayes y Hanks, 2008; Mitra, 2003; Nemčok et al., 2005). Ambas capas responden a la aplicación de esfuerzos compresionales formando una estructura dómica limitada a profundidad por una falla inversa horizontal o superficie de despegue (Figura 3c).

En este trabajo nos enfocaremos en entender los flujos de masa asociados con la formación de pliegues de despegue. Se escogió este tipo de pliegues debido a que:

1. Su morfología es regular, suave y simétrica.
2. La evolución de éste tipo de estructuras puede ser modelada mediante soluciones analíticas (e.g., Biot, 1961; Contreras, 2010; Borges Santana, 2015).
3. El desarrollo de las estructuras restantes dependen del flujo de masa superficial. Es decir, ambos procesos están fuertemente acoplados entre sí (Barrier et al., 2013).
4. La evolución de los pliegues de despegue, por otra parte, no parecen depender fuertemente de procesos de erosión y sedimentación. Esto significa que la respuesta estratigráfica y morfológica está forzada por la cinemática del plegamiento.



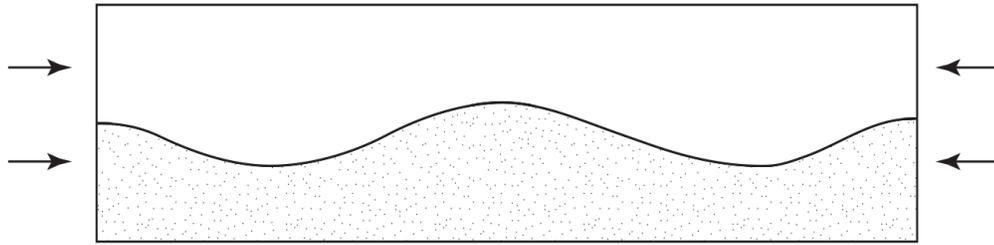
**Figura 3. Esquema de los elementos estructurales de los cinturones de pliegues y cabalgaduras: a) Pliegue-rampa, b) pliegue de propagación de falla y c) pliegue de despegue.  $u$  representa el acortamiento acumulado.**

El mecanismo de deformación de un pliegue de despegue se puede describir por la *teoría lineal de plegamiento* establecida por Biot (1961). Ésta teoría establece una solución analítica a éste problema dado por la siguiente ecuación (Biot, 1961):

$$W(x) = \omega_o \cos\left(\frac{2\pi x}{L}\right) e^{\frac{t}{\tau}}. \quad (1)$$

Donde  $W(x)$  es la deflexión vertical de la superficie que define el pliegue, el cual crece como función del tiempo  $t$ ;  $\omega_o$  es la altura máxima inicial;  $L$  es la longitud de onda del pliegue; y  $\tau$  es un tiempo característico que controla el crecimiento de la deflexión.

Uno de los resultados establecidos por Biot (1961) fue que la tasa de crecimiento de la deflexión es muy sensible a la longitud de onda,  $L$ . Una vez que comienza la deformación y transcurre un tiempo significativo, aparece una *longitud de onda dominante* que presenta la mayor tasa de crecimiento. Observaciones en cinturones plegados de aguas profundas corroboran este resultado y muestran que, en la fase inicial de plegamiento el patrón de deformación se asemeja un tren de ondas periódicas muy similares a las descritas por la ecuación (1) (Morley et al., 2013; Yarbuh y Contreras, 2015; Figura 4).



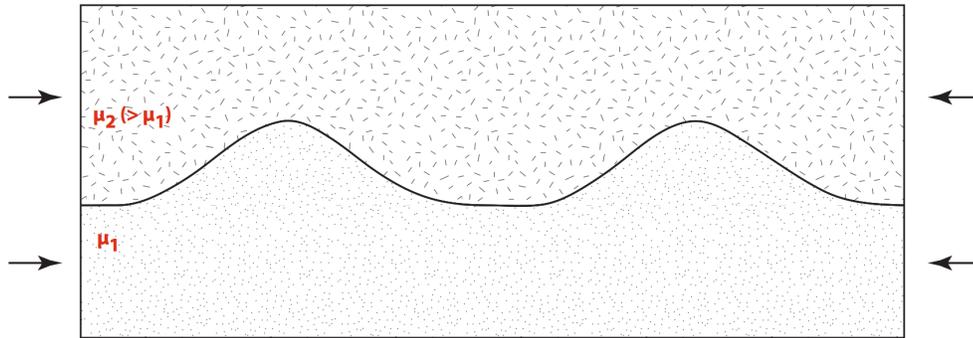
**Figura 4. Deflexión de un medio viscoso sujeto a compresión. Modificado de Biot (1961).**

Pese a que la teoría lineal de plegamiento describe de manera fundamental la forma de onda de pliegues de despegue de muy baja distorsión, se considera que este modelo no captura de forma realista la geometría de los pliegues para distorsiones altas (Yarbu y Contreras, 2015).

Una vez iniciada la deformación y transcurrido un tiempo suficiente, el plegamiento se caracteriza por la aparición de una segunda longitud de onda dominante (Fletcher, 1974; Smith, 1977). Ésta nueva longitud de onda corresponde a un subarmónico de la longitud de onda dominante establecida en la teoría lineal de plegamiento de Biot (aproximadamente  $\frac{L}{2}$ ). Una ecuación empírica que describe la geometría cuspada de un pliegue está dada por la siguiente expresión (Smith, 1979):

$$W(x) = (1 - \delta) \cos\left(\frac{\pi x}{L}\right) + \delta \cos\left(\frac{2\pi x}{L}\right). \quad (2)$$

Donde  $\delta$  es un factor geométrico que depende de la distorsión y controla el proceso de cuspeamiento en materiales con comportamiento no-Newtoniano. La Figura 5, ilustra la geometría de un pliegue resultante para distorsiones finitas moderadas. Este tipo de pliegues se conocen como pliegues cuspados-lobados y se caracterizan por desarrollar anticlinales con crestas angostas y sinclinales amplios y planos.



**Figura 5. Geometría de pliegues cuspados-lobados en un medio con contraste de viscosidades,  $\mu_1$  y  $\mu_2$ . Modificado de Smith (1979).**

Es importante notar que a medida que se incrementa la deformación, aparecerán nuevos subarmónicos en la ecuación (2), por tanto, la geometría de la forma de onda del pliegue será cada vez más compleja (Smith, 1979; Yarbuh y Contreras, 2015).

Relaciones empíricas similares a las anteriores fueron utilizadas por Borges Santana (2015) para construir un modelo cinemático que predice la geometría de pliegues de despegue para distorsiones moderadas ( $\sim 15\%$ ). En este modelo, el proceso de deformación está descrito por la ecuación de continuidad o ecuación de conservación de masa en dos dimensiones para un medio homogéneo (Landau y Lifshitz, 1987):

$$\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} = 0. \quad (3)$$

Donde  $V_x$  y  $V_y$  representan las componentes horizontal y vertical del campo de velocidad respectivamente. Ésta ecuación implica que la masa desplazada lateralmente debido a acortamiento debe ser igual a la masa desplazada verticalmente durante el plegamiento. Para ello se asume que la roca no experimenta reacciones químicas o cambios de fase, expulsión de fluidos de poros o compactación durante el proceso de deformación (Contreras, 2010).

De acuerdo con la expresión (3), las ecuaciones del campo de velocidad que describen la forma de pliegues cuspados-lobados, están dadas por (Borges Santana, 2015):

$$V_x = -\frac{V_u L}{2\pi H} \left[ (1 - \delta) \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) + \left(\frac{\delta}{2}\right) \sin\left(\frac{2\pi x}{L}\right) \right] - \frac{V_u x}{2H}, \quad (4)$$

$$V_y = \frac{V_u y}{2H} \left[ (1 - \delta) \cos\left(\frac{\pi x}{L}\right) + (\delta) \cos\left(\frac{2\pi x}{L}\right) \right] + \frac{V_u y}{2H}. \quad (5)$$

Donde  $V_u$  es la tasa de levantamiento tectónico.  $L$  representa la magnitud de media longitud de onda y  $H$  el espesor de las secuencias sedimentarias plegadas. Hay que observar que las ecuaciones derivadas por Borges Santana (2015) describen un campo de velocidad de estado estacionario Euleriano. Es decir, el campo de velocidad no varía en el tiempo y describe el movimiento de las partículas pasando a través de posiciones fijas  $(x, y)$  en el espacio (sistema de referencia Euleriano).

## 2.2 Difusión de masa

Durante la deformación, a la masa que es depositada por procesos sedimentarios sobre los pliegues se les denomina *estratos sin-tectónicos* o *estratos de crecimiento* (Suppe et al., 1992). Estos cuerpos sedimentarios son importantes ya que el registro sedimentario sin-tectónico ayuda a determinar la evolución cinemática de la deformación (Nemčok et al., 2005). Así mismo, su desarrollo puede revelar cambios en las tasas de levantamiento, rotación de flancos de los pliegues y tasas de sedimentación (Vergés, et al., 1996; Gonzalez-Mieres y Suppe, 2006; Hubert-Ferrari et al., 2007).

Como se discutió en la introducción de esta tesis, el proceso de plegamiento actúa simultáneamente con el flujo de masa superficial,  $J_s$ , y sedimentación asociada con la degradación de la topografía emergente. Estos flujos, a su vez, promueven el desarrollo de estratos de crecimiento y controlan la evolución morfológica del pliegue. Como una primera aproximación, el fenómeno de degradación de la topografía y la evolución de las pendientes pueden ser modeladas como una función exclusiva del gradiente local, el cual asume que el flujo de sedimentos,  $J_s$ , es proporcional a la pendiente topográfica (Culling, 1960), es decir:

$$J_s = K \frac{\partial U}{\partial x}. \quad (6)$$

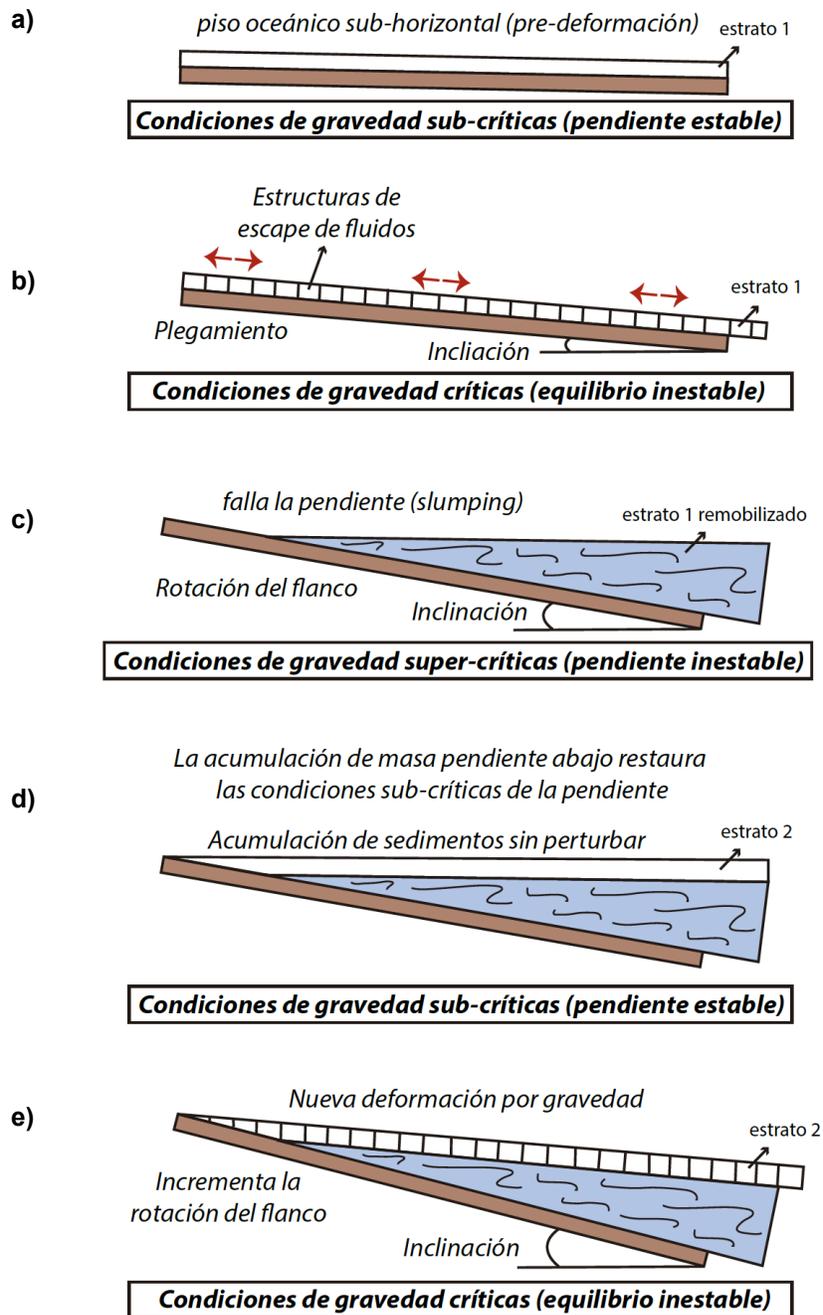
Donde  $U(x, t)$  es el campo de elevación topográfica y  $K$  es el coeficiente de transportabilidad del regolito producido por la desintegración de las rocas. Si sustituimos esta relación en la ecuación de conservación de flujo en una sola dimensión ( $x$ ):

$$\rho \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial J_s}{\partial x} + \psi, \quad (7)$$

en donde  $\psi$  es la razón de depósito de sedimentos y  $\rho$  es la densidad de masa de los sedimentos, obtenemos la ecuación de difusión de masa, la cual es una ecuación diferencial parcial lineal de segundo orden de la forma:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \dot{S}. \quad (8)$$

Donde  $\kappa$  es el coeficiente de difusión de masa en la superficie,  $\kappa = K/\rho$  y  $\dot{S}$  es la velocidad de sedimentación,  $\dot{S} = \psi/\rho$ . Si bien, éste modelo describe correctamente el flujo de materiales sin consolidar en bajos gradientes topográficos, evidencias experimentales han mostrado que el transporte de sedimentos no es directamente proporcional al gradiente, sino que depende de las condiciones de estabilidad de las pendientes (Roering et al., 2001; Nigro et al., 2004). Estas condiciones, a su vez, dependen de propiedades del medio como la cohesión, el ángulo de fricción interno y el grado de litificación. El modelo conceptual que explica éste proceso, cuando la deformación tiene lugar en ambientes dominados por sedimentación marina, se ilustra en la Figura 6 (Nigro et al., 2004). Este modelo incluye un umbral de estabilidad en la pendiente como se explica a continuación.



**Figura 6. Modelo conceptual que ilustra la secuencia en tiempo de los cambios en las condiciones de estabilidad de sedimentos relacionados con la inclinación de la pendiente. Tomado de Nigro et al. (2004).**

Al iniciar la deformación, la topografía muestra un echado sub-horizontal (Figura 6a) el cual presenta estabilidad dado las condiciones sub-críticas de la pendiente. A medida que continúa la deformación, las condiciones de estabilidad cambian debido a que los flancos comienzan a rotar aumentando el ángulo de inclinación de la pendiente (Figura

6b). Una vez que la componente tangencial de la fuerza de gravedad excede la fuerza de fricción de los sedimentos, se lleva a cabo una redistribución abrupta de masa pendiente abajo (Figura 6c). Ésta redistribución de masa ocurre mediante flujos de gravedad como avalanchas o deslizamientos en la base del flanco del pliegue. Una vez que se ha acumulado el material, la inclinación de la pendiente se reduce y, consecuentemente, se restauran las condiciones sub-críticas de estabilidad (Figura 6d). Éste proceso se repite a lo largo del tiempo de deformación generando así una serie de movimientos en masa episódicos (Figura 6e).

Con base en estas y otras observaciones, Andrews y Bucknam (1987) propusieron un *modelo no lineal de transporte*. En este modelo el flujo de sedimentos se incrementa linealmente para bajos gradientes pero aumenta rápidamente cuando la pendiente se aproxima a un valor crítico,  $\theta_c$ , como en el modelo conceptual anterior. Es importante mencionar que el valor crítico de la pendiente es medido como  $\tan(\theta_c)$ , sin embargo, en este trabajo se expresará simplemente como  $\theta_c$ . La relación empírica que describe el flujo de sedimentos,  $J_s$ , con éste valor crítico, está dada por la siguiente expresión:

$$J_s = \frac{K \frac{\partial U}{\partial x}}{1 - \left( \frac{\partial U / \partial x}{\theta_c} \right)^2} \quad (9)$$

Motivados por el modelo no lineal de transporte, Roering et al. (2001) condujeron experimentos de laboratorio con la finalidad de probar cómo los flujos de gravedad contribuyen a la erosión de las pendientes. Los resultados obtenidos, ilustrados en las Figuras 7a y 7b, sugieren que para altos gradientes topográficos la frecuencia de deslizamientos incrementa generando un aumento en el flujo no lineal de sedimentos. La Figura 7a muestra la relación entre el flujo de sedimentos,  $J_s$ , y la pendiente,  $\theta$ . Cuando la pendiente es baja ( $0.1 \leq \theta \leq 0.3$ )  $J_s$  incrementa linealmente pero se convierte altamente no lineal cuando la pendiente es alta ( $\theta > 0.3$ ). Por otra parte, el valor crítico,  $\theta_c$ , es aquel en el cual el flujo de sedimentos se vuelve infinito para la ley de transporte no lineal, es decir, cuando la pendiente se aproxima a éste valor.

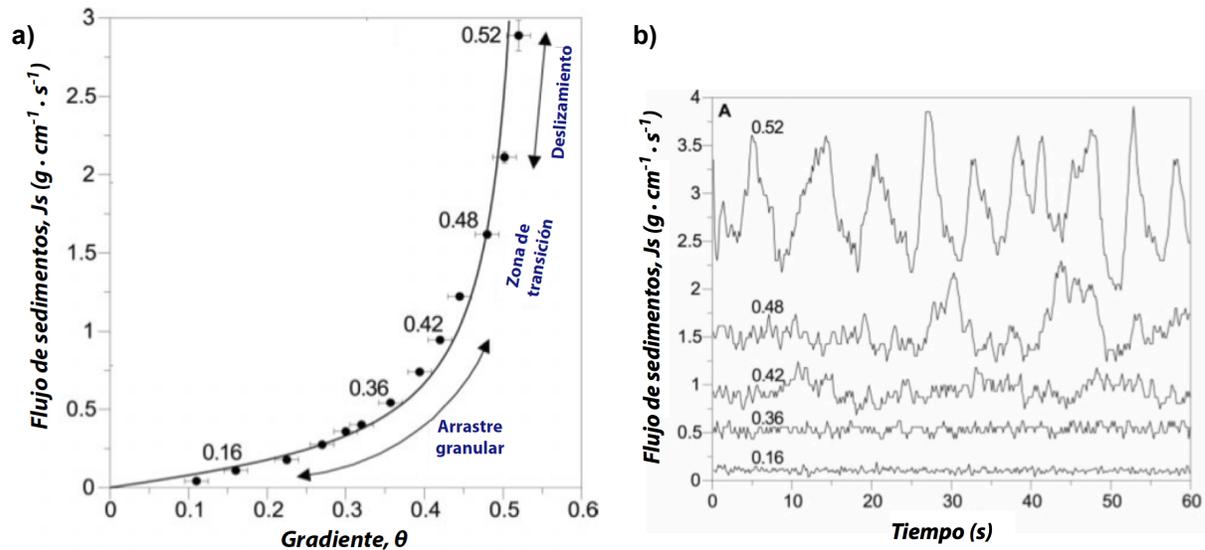


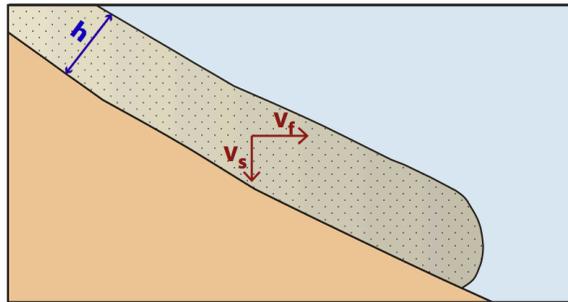
Figura 7. Datos experimentales que muestran el comportamiento del flujo de sedimentos en función de la pendiente. a) Relación entre flujo de sedimento y la pendiente. La curva representa el comportamiento del flujo basada en la ecuación (9). b) series de tiempo para 5 de los flujos de sedimentos presentados en la figura 7a para diferentes valores de la pendiente. Tomado de Roering et al. (2001).

Por otro lado, la Figura 7b también muestra el flujo de sedimentos en términos de series de tiempo para 5 de los experimentos presentados en la Figura 7a. Cuando el gradiente es bajo ( $\theta = 0.16$ ,  $\theta = 0.36$ ) el transporte presenta tasas de flujo uniformes. A medida que el gradiente aumenta ( $\theta = 0.42$ ,  $\theta = 0.48$ ) se observan periodos de flujo uniforme que son acompañados por pulsos de sedimentos aperiódicos de amplitud y duración variable. Estos pulsos de sedimentos corresponden a movimiento de masa episódicos. Finalmente, cuando el gradiente es mayor ( $\theta = 0.52$ ) y se aproxima a  $\theta_c$ , el flujo de sedimentos es dominado por pulsos cuasi-periódicos donde no se observan periodos de flujo uniforme.

Dado que este modelo encapsula el comportamiento descrito en el modelo conceptual ilustrado en la Figura 6, en este trabajo se utilizará la relación de Andrews y Bucknam (1987) para simular la degradación del fondo marino (ver Capítulo 3).

## 2.3 Sedimentación

En la introducción se enfatizó que la sedimentación contemporánea al proceso de deformación contribuye de manera significativa a la evolución de la topografía y es una componente fundamental del modelo presentado en este trabajo. Ahora se presentarán los detalles del aborde utilizado para simular este fenómeno. En sistemas compresionales de aguas profundas, la deformación y la difusión de masa se acoplan mutuamente y controlan así la morfología del fondo marino. Así mismo, el desarrollo de patrones de apilamiento en los estratos de crecimiento están fuertemente afectados por el balance entre el aporte de sedimentos, el espacio para acomodar dicho material y la dinámica autogénica del sistema sedimentario (Allen and Allen., 2005). Es importante mencionar que para el caso de cinturones plegados de aguas profundas, los sedimentos son transportados como carga en suspensión y provienen principalmente de fuentes distales. El transporte de estas partículas se lleva a cabo mediante el desplazamiento horizontal de una capa de espesor,  $h$ , a lo largo del piso oceánico como se ilustra en la Figura 8.



**Figura 8.** Esquema de transporte de sedimentos como carga en suspensión en ambientes de aguas profundas, donde  $v_f$  es la velocidad del fluido y  $v_s$  es la velocidad de asentamiento de Stokes.

Dentro del sistema de enrutamiento de sedimentos, principalmente en la zona de transporte y de depositación, unos de los principales factores que controla el flujo de sedimentos y las condiciones de depositación en ambientes marinos profundos es el tamaño de grano de las partículas y la velocidad de la corriente (Wright et al., 1999). La relación entre el tamaño de grano y el promedio de la velocidad de la corriente,  $v_f$ , requerida para erosionar, transportar o depositar el sedimento se ilustra en el *Diagrama*

de Hjulstöm en la Figura 9. Este diagrama fue construido a partir de experimentos con sedimentos no cohesivos y en él se puede apreciar que:

1. La velocidad de la corriente requerida para poner estos sedimentos en movimiento decrece cuando el tamaño de las partículas disminuye.
2. La línea punteada representa el límite entre el transporte de sedimentos como carga de fondo y en suspensión. Ésta indica que el cambio entre estos dos mecanismos de transporte es transicional.
3. Para partículas mayores a 1mm, la velocidad de la corriente requerida para poner las partículas en movimiento, como carga de fondo, es ligeramente mayor que la requerida para que estas sean depositadas.
4. Las partículas menores de 0.1mm, por su parte, son típicamente transportadas por suspensión y la velocidad de corriente requerida para transportarlas es mucho menor de la requerida para erosionarla.

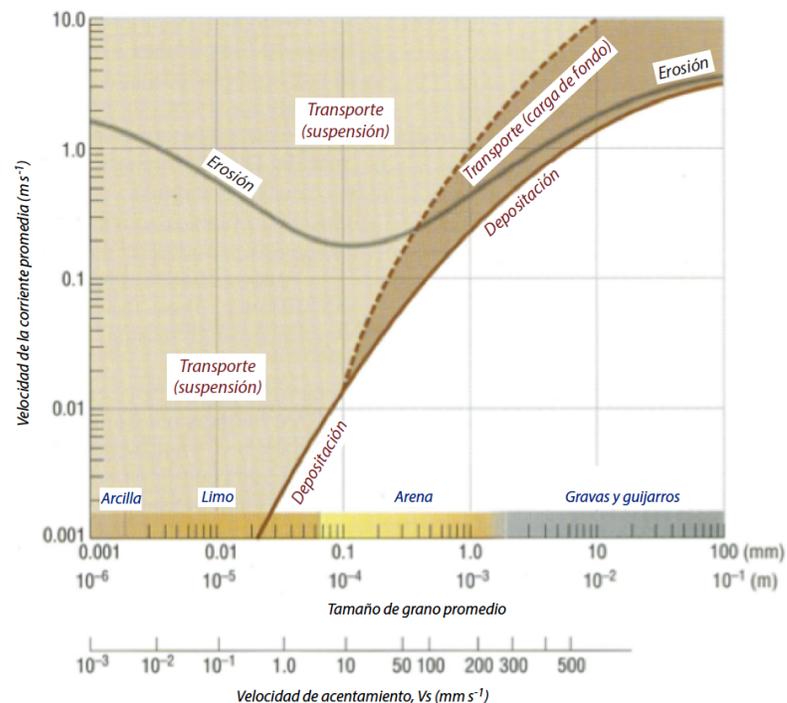


Figura 9. El diagrama de Hjulstöm, ilustra la relación entre el tamaño de partículas y la velocidad del fluido requerida para erosionar, transportar y depositar dichos sedimentos. Tomado de Wright et al. (1999).

Otro parámetro que controla el depósito de sedimentos es la velocidad de asentamiento. De acuerdo con la ley de Stokes, la velocidad de asentamiento,  $v_s$ , de partículas menores a 0.1mm, que se encuentran suspendidas en un fluido viscoso, puede calcularse igualando la resistencia viscosa con el peso aparente de la partícula en el fluido. Ésta velocidad de asentamiento es proporcional con el cuadrado del diámetro del grano de sedimento y al contraste de densidades e inversamente proporcional a la viscosidad del fluido. La ecuación que describe la velocidad de asentamiento de las partículas está dada por la siguiente expresión (Turcotte y Schubert, 2002):

$$v_s = \frac{\Delta\rho g D^2}{18\mu}. \quad (10)$$

Donde  $\Delta\rho$  es el contraste de densidades entre el fluido y la partícula,  $D$  es el diámetro de la partícula,  $g$  es la aceleración de la gravedad y  $\mu$  es la viscosidad del fluido.

Teniendo en cuenta estas consideraciones, es claro que la depositación de sedimentos en ambientes marinos profundos no sólo depende del tamaño de grano y de la velocidad de la corriente, sino también de la velocidad de asentamiento de Stokes. Sin embargo hay un cuarto factor que controla la sedimentación: el gradiente topográfico. La Figura 10 ilustra cómo éste factor interviene en el proceso de sedimentación. Por un lado, cuando la relación entre la velocidad de asentamiento de Stokes (componente vertical) y la velocidad del fluido (componente horizontal) es menor al gradiente topográfico,  $\frac{\partial U}{\partial x}$ , las partículas tenderán a levitar promoviendo el transporte de sedimentos (Figura 10a). En caso contrario, cuando la relación  $\frac{v_s}{v_f}$  sea mayor que  $\frac{\partial U}{\partial x}$ , las partículas convergerán oblicuamente a U, depositándose sobre el fondo marino (Figura 10b).

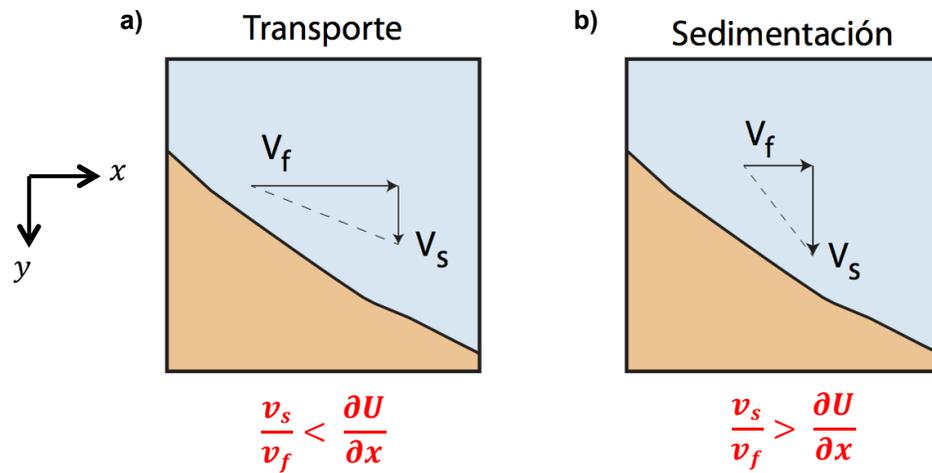


Figura 10. Esquema que ilustra las condiciones bajo las cuales se promueve (a) el transporte de sedimentos y (b) la deposición de sedimentos.

En el siguiente capítulo se explica cómo el acoplamiento entre deformación, difusión no lineal de masa y sedimentación es modelado mediante métodos numéricos.

## Capítulo 3. Métodos

---

Para recapitular, el objetivo de esta tesis es entender, en términos de flujos de masa, cómo evoluciona el proceso de formación de pliegues y la dinámica de sedimentación en cinturones plegados de aguas profundas. El modelo propuesto incluye la interacción existentes entre deformación, difusión superficial de masa y sedimentación, el cual nos permitirá analizar la complejidad de estos procesos físicos. Las ecuaciones que rigen el modelo son las siguientes:

1. La ecuación de deformación asociada a la formación de pliegues cuspados-lobados:

$$\frac{d\vec{X}}{dt} = V(\vec{X}, t), \quad (11)$$

Donde  $\vec{X}(x, y)$  es la posición de una partícula en el tiempo  $t$  para la configuración deformada y  $V$  es el campo de velocidad dado por las ecuaciones (4) o (5).

2. La ecuación de conservación de flujo superficial de masa  $J_s(x, t)$  en la frontera topográfica superior  $U(x, t)$ , asociado con el proceso de degradación de la topografía:

$$\rho \frac{\partial U(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial J_s(x, t)}{\partial x} + \psi. \quad (12)$$

3. La ecuación que describe el modelo no lineal de transporte superficial (Andrews y Bucknam, 1987):

$$J_s(x, t) = \frac{K \frac{\partial U(x, t)}{\partial x}}{1 - \left( \frac{\partial U(x, t) / \partial x}{\theta_c} \right)^2}. \quad (13)$$

4. Las condiciones de sedimentación/transporte en ambientes marinos profundos:

$$\dot{S} = \begin{cases} \text{Sedimentación,} & \frac{v_s}{v_f} > \frac{\partial U}{\partial x} \\ \text{Transporte} & , \frac{v_s}{v_f} < \frac{\partial U}{\partial x} \end{cases} \quad (14)$$

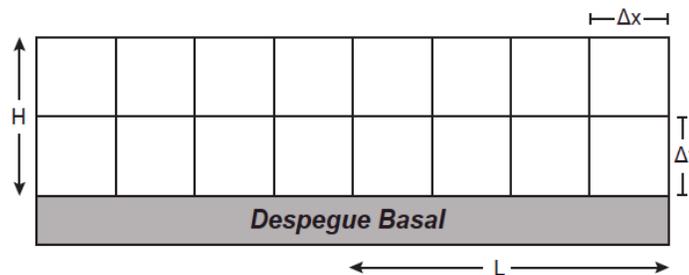
5. Las condiciones de frontera relacionadas con el flujo de masa superficial (ecuación 13):

$$J_s = \begin{cases} J_{s1} & \text{en frontera izquierda} \\ J_{sm} & \text{en frontera derecha} \end{cases} \quad (15)$$

6. Las condiciones iniciales del modelo:

$$\vec{X}_0 = \vec{X}(t_0), \quad (16)$$

La ecuación anterior describe la geometría del estado inicial, en nuestro caso ilustrado en una rejilla rectangular de puntos (Figura 11). Ésta geometría consta de una región tabular con dimensiones  $2L \times H$ , donde  $L$  representa la magnitud de media longitud de onda,  $H$  el espesor del bloque. La justificación de esta geometría inicial se basa en el hecho de que las condiciones de sedimentación en el fondo marino profundo son homogéneas, lo que da como resultado capas horizontales de espesor constante.

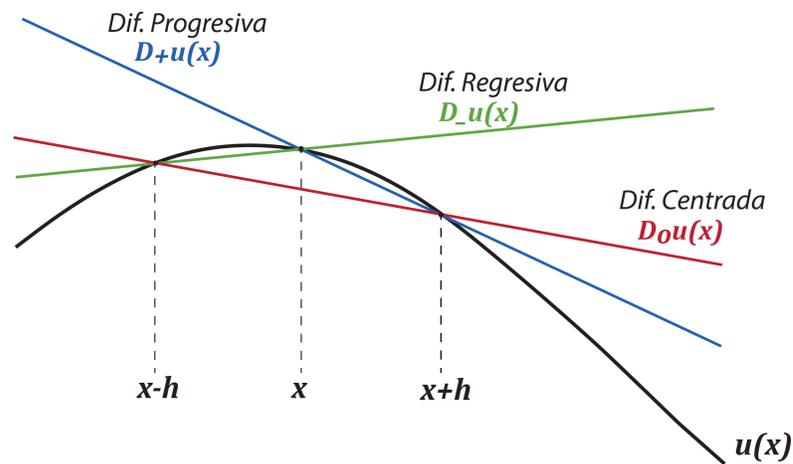


**Figura 11.** La geometría inicial del modelo es representada por una región rectangular de dimensiones  $2L \times H$ . El medio es discretizado a una resolución  $\Delta x$  y  $\Delta y$  (ver detalles en el texto).

Las relaciones anteriores forman un sistema no lineal de ecuaciones diferenciales el cual no tiene solución analítica. Por lo tanto, es necesario obtener su solución con algún método numérico. En este trabajo se utiliza el método de diferencias finitas para dar solución a las ecuaciones que describen la cinemática de deformación, dinámica de sedimentación y degradación de la topografía.

El método numérico de diferencias finitas es uno de los más antiguos (Richardson, 1911) y se caracteriza por su simplicidad y versatilidad para resolver ecuaciones diferenciales parciales (EDP). El principio de éste método consiste en aproximar el operador diferencial de las derivadas en la EDP, usando cocientes diferenciales finitos. Para calcular la aproximación de éstas derivadas existen comúnmente 3 diferentes esquemas de discretización: diferencias progresivas, diferencias regresivas y diferencias centradas (Figura 12). Las diferencias progresivas y regresivas son

aproximaciones de primer orden en una dirección (hacia delante o hacia atrás, respectivamente). Mientras que las diferencias centradas, por su parte, son aproximaciones de segundo orden calculadas como el promedio de las aproximaciones anteriormente mencionadas. Estos esquemas se adaptan para incorporar las condiciones de frontera a lo largo de los ejes de un dominio establecido en espacio y/o tiempo de una manera discreta. La aplicación de estos operadores finitos en puntos discretos que cubren todo el dominio de la ecuación original y sus fronteras, nos lleva a un sistema finito de ecuaciones algebraicas que pueden ser resueltas por algoritmos de cómputo (e.g., LeVeque, 2007).



**Figura 12.** Ilustración de tres diferentes esquemas de discretización de una primera derivada  $Du(x)$ : diferencias finitas progresivas ( $D_+u(x)$ ), regresivas ( $D_-u(x)$ ) y centradas ( $D_0u(x)$ ). Modificado de LeVeque (2007).

Ahora efectuaremos la discretización de las ecuaciones (11) a (16) mediante esta técnica numérica.

### 3.1 Discretización del campo de deformación

Antes de comenzar, debemos establecer que es la configuración deformada. El concepto de configuración deformada es fundamental para entender la cinemática de deformación. Éste concepto proporciona información acerca de la posición de las partículas del medio deformado a lo largo del tiempo. Como se mencionó en la sección 2.1, los campos de velocidad horizontal (ecuación 4) y vertical (ecuación 5), describen

el movimiento de las partículas que son sometidas a esfuerzos compresionales para las condiciones establecidas por Borges Santana (2015). La velocidad es, a su vez, definida como el cambio de la posición,  $\vec{X}$ , en función del tiempo:

$$V = \frac{d\vec{X}}{dt}, \quad (17)$$

Sin embargo, la ecuación (17) no puede ser resuelta analíticamente (Contreras, 2010). Por lo tanto es necesario utilizar técnicas de integración numérica para resolverla como una aproximación. Una forma común de resolverla es mediante el método de Euler:

$$X_{n+1} = X_n + V_{x_n} * \Delta t, \quad (18)$$

donde  $X_{n+1}$  es la posición horizontal de la partícula al tiempo  $n + 1$  después de haber transcurrido un intervalo de tiempo  $\Delta t$ ,  $X_n$  es la posición horizontal previa estimada al tiempo  $n$  y  $V_{x_n}$  es la velocidad en la componente horizontal asociada con el campo de velocidad (ecuación 4). Esta aproximación, sin embargo, sólo es de primer orden  $O(\Delta t)$ , lo que puede introducir errores numéricos significativos. Si se desea obtener una mayor precisión en la aproximación, se recomienda usar la integración de segundo orden de Runge-Kutta. Éste se calcula mediante la siguiente expresión:

$$X_{n+1} = X_n + \frac{\Delta t}{2} (V_{x_n} + V_{x_{n+1}}^*), \quad (19)$$

donde  $V_{x_{n+1}}^*$  es el campo de velocidad estimado en la posición  $X_{n+1}$  mediante la ecuación (18). Éste método presenta un error del orden de  $O(\Delta t^3)$  y es de mucha mejor precisión que el método de Euler.

### 3.2 Discretización de la ecuación de degradación de la topografía

Como se discutió anteriormente, evidencias experimentales han demostrado que el flujo de sedimentos aumenta rápidamente cuando la pendiente se acerca a un valor crítico,  $\theta_c$ . La expresión que relaciona este flujo de sedimentos con este valor crítico, está dada por la ecuación (13). Si reemplazamos el flujo de sedimentos descrito por éste modelo

en la ecuación de conservación de flujo (ecuación 12), obtendremos la siguiente *ecuación de difusión no lineal*:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\kappa \frac{\partial U}{\partial x}}{1 - \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 \frac{1}{\theta c}} \right) + \dot{S}, \quad (20)$$

donde  $\dot{S}$  se considera como una constante. La expresión (20) es una EDP no lineal de segundo orden que describe cómo el campo de alturas,  $U$ , evoluciona con el tiempo. Una manera de resolver este tipo de ecuaciones numéricamente es aproximando todas sus derivadas por diferencias finitas y resolver el esquema numérico resultante por el *método de Crank-Nicolson*. Éste es un esquema numérico comúnmente usado para aproximar la solución de la ecuación lineal de difusión (ecuación 8). Es importante mencionar que  $U_i^n$  en la notación utilizada más adelante, el subíndice  $i$  representa el valor nodal de  $U$  en el espacio y el superíndice  $n$  el valor de  $U$  en pasos discretos de tiempo.

El método de Crank-Nicolson es un método implícito de segundo orden en tiempo que aproxima la EDP en el punto  $(x_i, t_{n+\frac{1}{2}})$  (Figura 13). Para ello, usa diferencias finitas progresivas para el tiempo y el promedio de las diferencias finitas centradas entre los niveles de tiempo  $t_n$  y  $t_{n+1}$  para las segundas derivadas espaciales. Para el caso de la ecuación lineal de difusión con coeficientes constantes, el esquema de diferencias finitas se expresa como sigue:

$$\frac{U_i^{n+1} - U_i^n}{\Delta t} = \kappa \frac{1}{2} \left( \frac{U_{i+1}^{n+1} - 2U_i^{n+1} + U_{i-1}^{n+1}}{\Delta x^2} + \frac{U_{i+1}^n - 2U_i^n + U_{i-1}^n}{\Delta x^2} \right) + \dot{S}. \quad (21)$$

Nótese que ésta es una relación recurrente. Es decir, conociendo el valor de  $U_i^n$ , se pueden conocer los valores correspondientes al  $U_i^{n+1}$ . Por tanto, si separamos las incógnitas  $U^{n+1}$  al lado izquierdo de la igualdad y los valores conocidos  $U^n$  al lado derecho y, adicionalmente agrupamos el coeficiente de difusión de masa  $\kappa$ , el espaciamiento temporal  $\Delta t$  y el espaciamiento horizontal  $\Delta x$ , en el siguiente parámetro:

$$r = \kappa \frac{\Delta t}{\Delta x^2}, \quad (22)$$

podemos expresar la ecuación (21) de la siguiente manera:

$$-rU_{i-1}^{n+1} + (2 + 2r)U_i^{n+1} - rU_{i+1}^{n+1} = rU_{i-1}^n + (2 - 2r)U_i^n + rU_{i+1}^n + \dot{S}\Delta t \quad (23)$$

Éste sistema de ecuaciones permite resolver la ecuación lineal de difusión para todos los valores de  $U_i^n$ . Este método es un esquema numérico incondicionalmente estable, pero hay que notar que la solución aproximada puede contener oscilaciones cuando  $r \geq \frac{1}{2}$ .

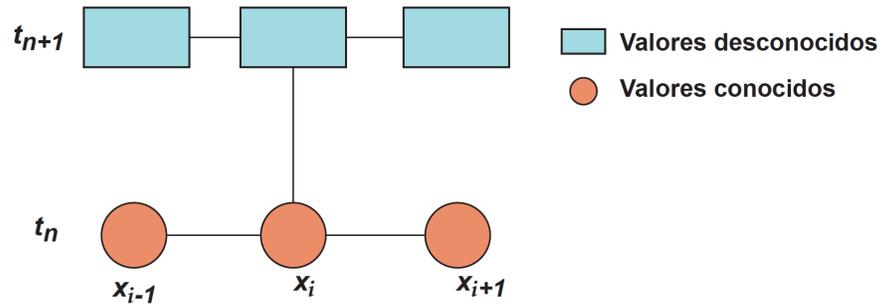


Figura 13. Ilustración del estencil de nodos empleados en el método de Crank-Nicolson.  $x_i$  corresponde a los valores nodales espaciales y  $t_n$  a pasos discretos de tiempo.

Ahora bien, para el caso de la ecuación de difusión no lineal (ecuación 20) podemos agrupar una serie de términos que dependen de la variable espacial  $x$ . A este grupo de variables los consideramos como un coeficiente de difusión  $k(x)$  que depende de  $x$  a través de la derivada de  $U$ . De este modo designaremos a  $k(x)$  como:

$$k(x) = \frac{\kappa}{1 - \left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^2}. \quad (24)$$

Esto nos dará una ecuación para el proceso de degradación de la topografía de la forma:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( k(x) \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \dot{S}. \quad (25)$$

Ahora bien, para discretizar la ecuación (25) se realiza una primera aproximación de  $k(x) \frac{\partial U}{\partial x}$  usando aproximaciones centradas a los puntos intermedios,  $x_{i+\frac{1}{2}}$ ,  $x_{i-\frac{1}{2}}$ , y una segunda aproximación de  $\frac{\partial}{\partial x} \left( k(x) \frac{\partial U}{\partial x} \right)$  usando aproximaciones centradas en los puntos  $x_i$ . Si expresamos la ecuación (25) en términos del método de Crank-Nicolson, obtenemos la siguiente expresión:

$$\frac{U_i^{n+1} - U_i^n}{\Delta t} = \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{\Delta x^2} \left( k_{i+\frac{1}{2}} U_{i+1}^{n+1} - \left( k_{i+\frac{1}{2}} + k_{i-\frac{1}{2}} \right) U_i^{n+1} + k_{i-\frac{1}{2}} U_{i-1}^{n+1} \right) + \frac{1}{\Delta x^2} \left( k_{i+\frac{1}{2}} U_{i+1}^n - \left( k_{i+\frac{1}{2}} + k_{i-\frac{1}{2}} \right) U_i^n + k_{i-\frac{1}{2}} U_{i-1}^n \right) \right] + \dot{S}. \quad (26)$$

Al separar las incógnitas  $U^{n+1}$  al lado izquierdo de la igualdad y los datos conocidos  $U^n$  al lado derecho, obtenemos el siguiente sistema de ecuaciones:

$$-rk_{i-\frac{1}{2}} U_{i-1}^{n+1} + \left( 1 + r \left( k_{i+\frac{1}{2}} + k_{i-\frac{1}{2}} \right) \right) U_i^{n+1} - rk_{i+\frac{1}{2}} U_{i+1}^{n+1} = rk_{i-\frac{1}{2}} U_{i-1}^n + \left( 1 - r \left( k_{i+\frac{1}{2}} + k_{i-\frac{1}{2}} \right) \right) U_i^n - rk_{i+\frac{1}{2}} U_{i+1}^n + \dot{S} \Delta t, \quad (27)$$

en donde ahora  $r = \frac{\Delta t}{2\Delta x^2}$ . Éste sistema de ecuaciones resulta en una ecuación matricial de la forma  $\mathbf{A} \cdot \mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{U}^n + \dot{\mathbf{S}} \Delta t$ , donde  $\mathbf{A}$  es una matriz tridiagonal de coeficientes. Éste tipo de sistemas se puede resolver mediante técnicas convencionales de solución de sistemas dispersos, por ejemplo usando factorización LU, la cual lleva a una solución del tipo  $\mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{A}^{-1} [\mathbf{U}^n + \dot{\mathbf{S}} \Delta t]$ .

Antes de seguir presentando más detalles del sistema tridiagonal, es necesario definir primero  $k_{i-\frac{1}{2}}$  y  $k_{i+\frac{1}{2}}$ , así como las condiciones de frontera asociadas a este problema.

Por un lado, la función  $k(x)$  evaluada en los puntos intermedios  $\left( k_{i\pm\frac{1}{2}} \right)$  se puede expresar de la siguiente manera mediante una expansión de Taylor:

$$k_{i\pm\frac{1}{2}} = k_i \pm \frac{\Delta x}{2} Dk_i, \quad (28)$$

donde  $Dk_i$  es la derivada de  $k(x)$  expresada en el nodo  $i$ -ésimo. Ahora bien,  $k_i$  y  $Dk_i$  expresados en términos de diferencias finitas centradas, están dados por:

$$k_i = \frac{\kappa}{1 - \left( \frac{U_{i+1} - U_{i-1}}{2\Delta x \theta_c} \right)^2}, \quad (29)$$

$$Dk_i = \frac{1}{2\Delta x} \left( \frac{\kappa}{1 - \left( \frac{U_{i+2} - U_i}{2\Delta x \theta_c} \right)^2} - \frac{\kappa}{1 - \left( \frac{U_i - U_{i-2}}{2\Delta x \theta_c} \right)^2} \right). \quad (30)$$

Observamos que la ecuación (29) usa una aproximación de segundo orden de diferencias finitas centradas para la primera derivada en  $U$ . De igual manera, la ecuación (30) usa una aproximación de segundo orden con diferencias centradas para  $Dk_i$ , la que a su vez, usa diferencias centradas para  $U_{i-1}$  y  $U_{i+1}$  (LeVeque, 2007).

Para poder completar el sistema tridiagonal es necesario incorporar las condiciones de frontera en el esquema numérico. En este caso, se usan las condiciones de frontera de Neumann, las cuales especifican el valor de la derivada en las fronteras laterales. Estas condiciones establecen el flujo de masa superficial (ecuación 13) que pasa a través de dichas fronteras. De este modo, las ecuaciones que describen el flujo de masa superficial, en la frontera izquierda ( $J_{s_1}$ ) y derecha ( $J_{s_m}$ ) respectivamente, expresadas como diferencias finitas centradas, están dadas por las siguientes expresiones:

$$J_{s_1} = \frac{K \left( \frac{U_2^n - U_1^n}{\Delta x} \right)}{1 - \left( \frac{\partial U / \partial x}{\theta_c} \right)^2}, \quad (31)$$

$$J_{s_m} = \frac{K \left( \frac{U_m^n - U_{m-1}^n}{\Delta x} \right)}{1 - \left( \frac{\partial U / \partial x}{\theta_c} \right)^2}. \quad (32)$$

Aquí hay que observar que la cantidad de flujo que se moviliza a través de dichas fronteras es función de la pendiente topográfica,  $\varphi$ . Es decir, si en la frontera derecha la pendiente es positiva ( $\tan(\varphi_1) > 0$ ) significa que hay entrada de material al sistema. Por el contrario, si la pendiente es negativa ( $\tan(\varphi_1) < 0$ ) habrá salida de material. Si la topografía es plana y el sistema es cerrado ( $\tan(\varphi_1) = 0$ ) no habrá ni entrada ni salida de material al sistema. Lo mismo sucede con la morfología asociada a la frontera



La matriz de coeficientes  $A$  tiene la ventaja de ser una matriz simétrica, donde los coeficientes  $a_i$ ,  $b_i$  y  $c_i$  están dados por las siguientes expresiones:

$$a_i = -rk_{i+\frac{1}{2}}, \quad (36)$$

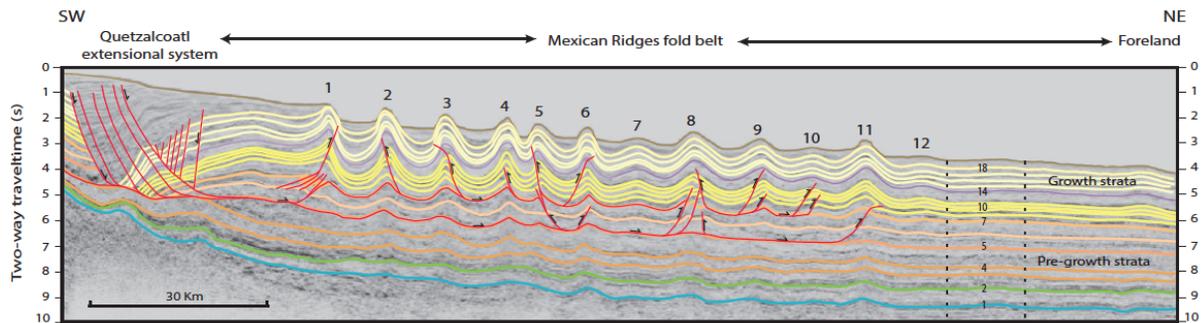
$$b_i = 1 + r \left( k_{i+\frac{1}{2}} + k_{i-\frac{1}{2}} \right), \quad (37)$$

$$c_i = -rk_{i-\frac{1}{2}}. \quad (38)$$

Con esto se completa el capítulo de la implementación numérica del modelo y en el siguiente capítulo se presentan los resultados de la experimentación numérica con el mismo. Como se verá más adelante, las simulaciones desarrollan transientes periódicos que no son anticipados por modelos lineales previos (e.g., Contreras, 2010; Godard et al., 2013).

## Capítulo 4. Resultados

Se llevaron a cabo experimentaciones numéricas para obtener un mayor entendimiento acerca de cómo deformación, difusión de masa y sedimentación interactúan entre sí y controlan la dinámica interna de sedimentación y la morfología de los pliegues. Las simulaciones están inspiradas en la sección sísmica 2D del cinturón plegado de las Crestas Mexicanas mostrada en la Figura 14. Éste cinturón plegado, ubicado en el margen occidental del Golfo de México, se extiende cerca de 110km desde la plataforma continental hasta el talud continental. Éste tren de pliegues, formado por aproximadamente 12 estructuras, está compuesto por sucesiones siliciclásticas que se encuentran desacopladas sobre una zona de despegue profunda localizada en las subyacentes sucesiones de lutitas Paleógenas (Yarbu y Contreras, 2015).



**Figura 14. Interpretación sísmica del cinturón plegado de las Crestas Mexicanas, Golfo de México. Tomado de Yarbu y Contreras (2015).**

Los parámetros y las condiciones de frontera requeridas por el modelo fueron tomados de los resultados obtenidos por Yarbu y Contreras (2015). Estas condiciones se impondrán como valores constantes a lo largo del crecimiento de las estructuras. Estos resultados sugieren que éste sistema compresional crece a una tasa de levantamiento tectónico promedio,  $V_u$ , de 0.21mm/año. La constante de difusión de masa promedio,  $\kappa$ , es aproximadamente 0.42m<sup>2</sup>/año, la cual indica la presencia de movimiento de masa superficiales rápidos y episódicos. La tasa de sedimentación promedio,  $\dot{S}$ , asociada con fuentes locales y fuentes distales, es aproximadamente 0.23mm/año. Igualmente, los resultados obtenidos por Yarbu y Contreras (2015) indican que la deformación inició durante el Mioceno Tardío y ha sido continua desde ese tiempo. La Tabla 1 muestra los valores utilizados en la simulación numérica.

Tabla 1. Parámetros y condiciones de frontera usados por el modelo.

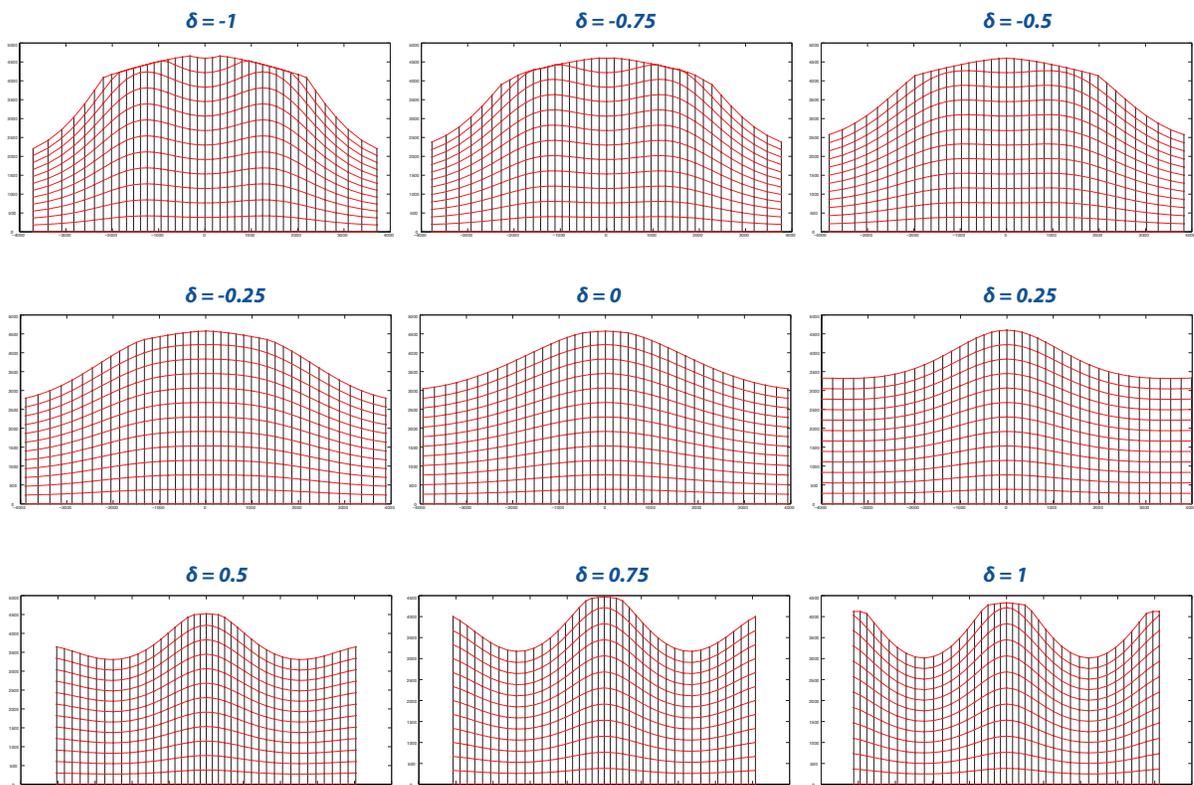
<b>Parámetros</b>	<b>Valor</b>	<b>Unidades</b>
Coefficiente de difusión de masa, $\kappa$	0.40	$\text{m}^2 \text{año}^{-1}$
Tasa de sedimentación, $\dot{S}$	0.20	$\text{mm año}^{-1}$
Velocidad de la corriente, $v_f$	0.1	$\text{m s}^{-1}$
Velocidad de asentamiento, $v_s$	$2.2 \times 10^{-3}$	$\text{m s}^{-1}$
Diámetros de partículas, $D$	0.1	mm
Densidad de sedimentos, $\rho$	2,650	$\text{kg m}^{-3}$
Tiempo total simulado, $T$	5	Ma
<b>Condiciones de Frontera</b>	<b>Valor</b>	<b>Unidades</b>
Tasa de levantamiento tectónico, $V_u$	0.25	$\text{mm año}^{-1}$
Flujo en la frontera derecha, $J_{s_1}$	0	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
Flujo en la frontera izquierda, $J_{s_m}$	0	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
Espesor, $H$	3,000	m
Media longitud de onda, $L$	5,000	m

En todos los experimentos numéricos se impondrá un flujo superficial de masa nulo en las fronteras, es decir, las fronteras son cerradas; no hay ni entrada ni salida de material al sistema.

#### 4.1 Calibración de los parámetros $\delta$ y $\theta_c$ .

Los parámetros cuyos valores son desconocidos son los parámetros  $\delta$  y  $\theta_c$  que controlan el grado de cuspeamiento de los pliegues y la morfología de la topografía respectivamente. En primer lugar analizaremos  $\delta$  (Figura 15). Para ello se corrieron una serie de experimentos numéricos considerando los parámetros y condiciones de frontera establecidos en la Tabla 1. La Figura 15 muestra cómo la morfología de los

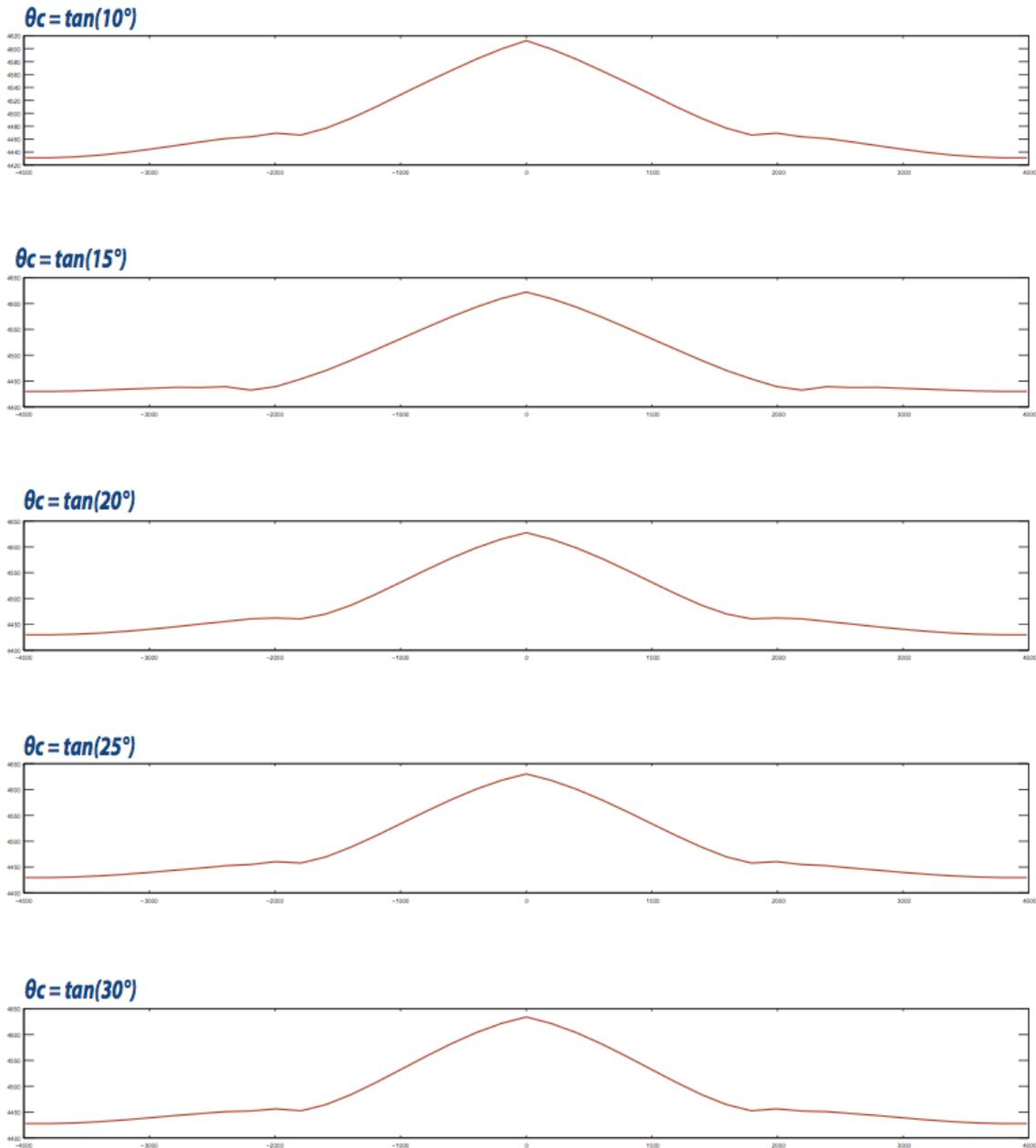
pliegues varía en función de diferentes valores de  $\delta$ . Cuando  $\delta$  es negativo se obtienen pliegues con anticlinales acofrados (amplios y redondeados). Se observa además que para valores  $-0.75 < \delta < -0.50$  las crestas de los sinclinales son bifurcadas evidenciando un fuerte control del subarmónico de la longitud de onda dominante de Biot (1961). A medida que éste parámetro se aproxima a  $\delta = 0$  la estructura se va suavizando y se obtienen pliegues sinusoidales. Ahora bien, para valores positivos de  $\delta$ , se observa que los anticlinales se estrechan mientras que los sinclinales tienden a ampliarse. Cuando  $\delta = 0.25$  se observa el desarrollo de la típica geometría de pliegues cuspidos-lobados, es decir, anticlinales estrechos y sinclinales amplios y planos.



**Figura 15.** Experimentos numéricos realizados para estimar  $\delta$ . Para un valor de  $\delta = 0.25$  se reproduce la geometría de pliegues cuspidos-lobados.

Ahora se analizará los efectos de variaciones en  $\theta_c$ . La Figura 16 muestra cómo el parámetro  $\theta_c$  controla la morfología de los flancos del pliegue, así como el proceso de retracción de pendientes. Para bajos valores de  $\theta_c$ , cuando  $\theta_c \leq \tan(15^\circ)$ , los flancos tienden a ser rectos y las crestas angulares. Teniendo en cuenta el modelo experimental descrito en el Capítulo 2.2 (Figura 7a), esta morfología sugiere que el

sistema está dominado por difusión no lineal. Es decir, conforme el pliegue crece la pendiente topográfica se acercará cada vez más a  $\theta_c$  y la difusión de masa será altamente no lineal. En contraste, Para valores grande de  $\theta_c$ , el sistema está dominado por difusión lineal y el pliegue tenderá a desarrollar una morfología redondeada. Es importante mencionar que cuando  $\theta_c = \tan(15^\circ)$  no sólo se obtienen flancos rectos sino que adicionalmente, se desarrollan depósitos sedimentarios con geometría plana en los sinclinales. Ésta morfología es concordante con la geometría de los estratos de crecimiento asociados con el desarrollo de pliegues cuspidos-lobados. A pesar de esto, hay que notar que cuando  $V_u$  es alto, éste valor produce inestabilidad numérica en el modelo. Sin embargo, con un valor de  $\theta_c = \tan(25^\circ)$  podemos capturar de forma aproximada la morfología de flancos rectos y sinclinales planos sin llevar a desestabilizar el modelo.



**Figura 16.** Experimentos numéricos realizados para estimar  $\theta_c$ . Para un valor de  $\theta_c = \tan(25^\circ)$ , se reproduce la morfología de flancos rectos y sinclinales planos sin desestabilizar el modelo.

Con base en estos resultados, los parámetros  $\delta = 0.25$  y  $\theta_c = \tan(25^\circ)$  serán utilizados en este trabajo, ya que estos capturan la geometría de anticlinales estrechos, sinclinales amplios y planos y flancos rectos como en las imágenes sísmicas de las Crestas Mexicanas (Figura17).

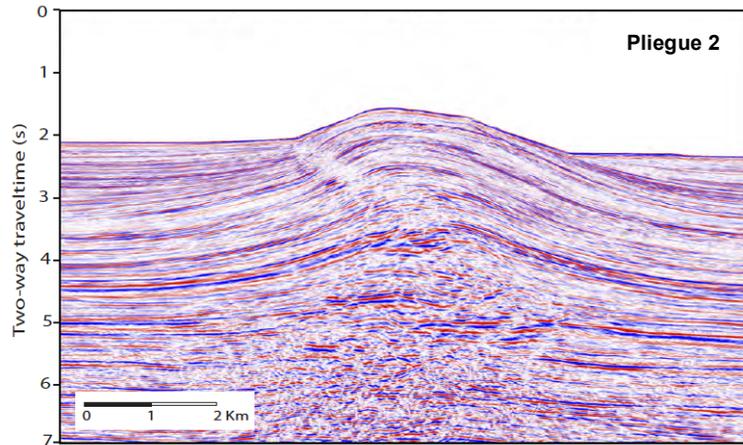


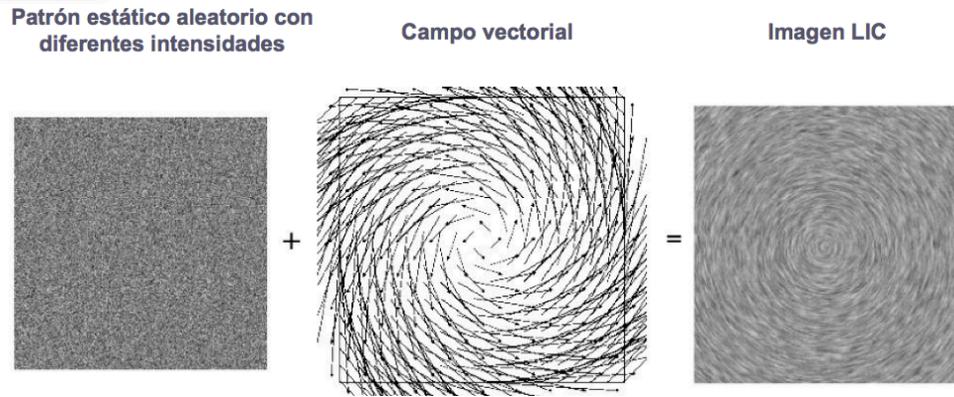
Figura 17. Imagen sísmica del pliegue 2 (Figura 14) de las Crestas Mexicanas que ilustra la geometría de pliegues cuspados-lobados con flancos rectos. Tomado de Yarbuh y Contreras (2015).

## 4.2 Texturización de los resultados numéricos.

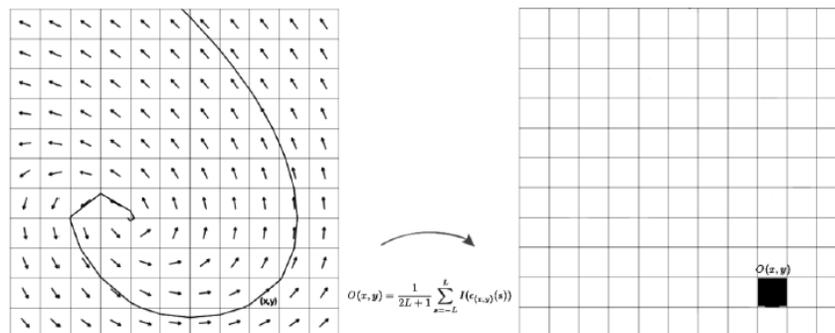
Con el propósito de facilitar la comparación visual de los resultados obtenidos con el modelo y las imágenes de sísmica 2D de las Crestas Mexicanas, los resultados numéricos fueron texturizados mediante una técnica conocida como *Line Integral Convolution* (LIC) (Castañeda, 2008). LIC es una técnica comúnmente utilizada para visualizar el movimiento de fluidos o de cualquier campo vectorial. Ésta técnica consiste en convolucionar directamente una imagen de entrada que consta de un patrón estático aleatorio que tiene diferentes intensidades con un campo vectorial definido en el mismo dominio (Figura 18). La convolución  $O(i, j)$ , se aplica a un dominio rectangular continuo  $[-L, L]$  (Figura 19), dado por la siguiente expresión:

$$O(i, j) = \frac{1}{2L+1} \sum_{s=-L}^L I(c_{(i,j)}(s)) \quad (39)$$

Ésta ecuación representa el promedio de la suma de las intensidades evaluadas en la imagen de entrada,  $I$ , a lo largo de la curva integral  $c_{(i,j)}$  que presenta una longitud de arco ( $s$ ) como se ilustra en las Figuras 18 y 19.



**Figura 18.** Esquema del proceso de texturización de campos vectoriales mediante la aplicación de la técnica *Line Integral Convolution* (LIC). Tomado de Castañeda (2008).



**Figura 19.** Esquema de la convolución (ecuación 39) que utiliza el LIC. Tomado de Castañeda (2008).

La Figura 20 muestra el modelo del crecimiento de un pliegue de despegue acoplado con el proceso difusión de masa y sedimentación, utilizando los parámetros y condiciones iniciales y de frontera listadas en la Tabla 1. En la Figura 20a se observa cómo el espesor de estos estratos sin-tectónicos es mayor hacia los sinclinales del pliegue, el cual va progresivamente adelgazándose hacia la cresta del mismo. La Figura 20b muestra la texturización con LIC de la estratificación del pliegue generado por el modelo. Como puede apreciarse, ésta técnica permite obtener imágenes de gran similitud con las imágenes sísmicas de las Crestas Mexicanas (Figura 20c). Con la texturización podemos diferenciar claramente los estratos de crecimiento en la estructura, así como los patrones de apilamiento de solapamiento transgresivo y regresivo por encima de la línea punteada amarilla (límite entre los estratos de crecimiento y estratos pre-tectónicos).

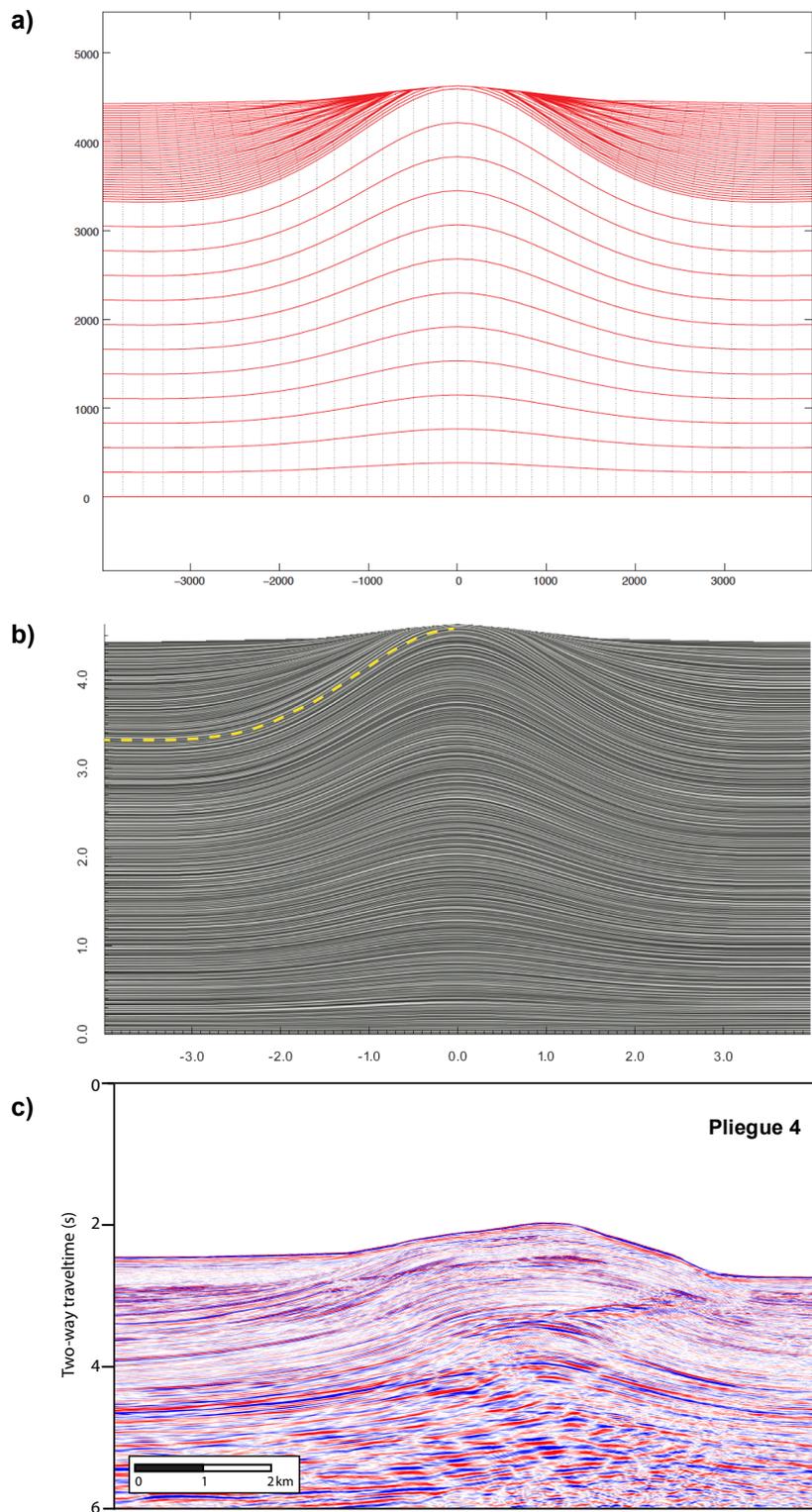


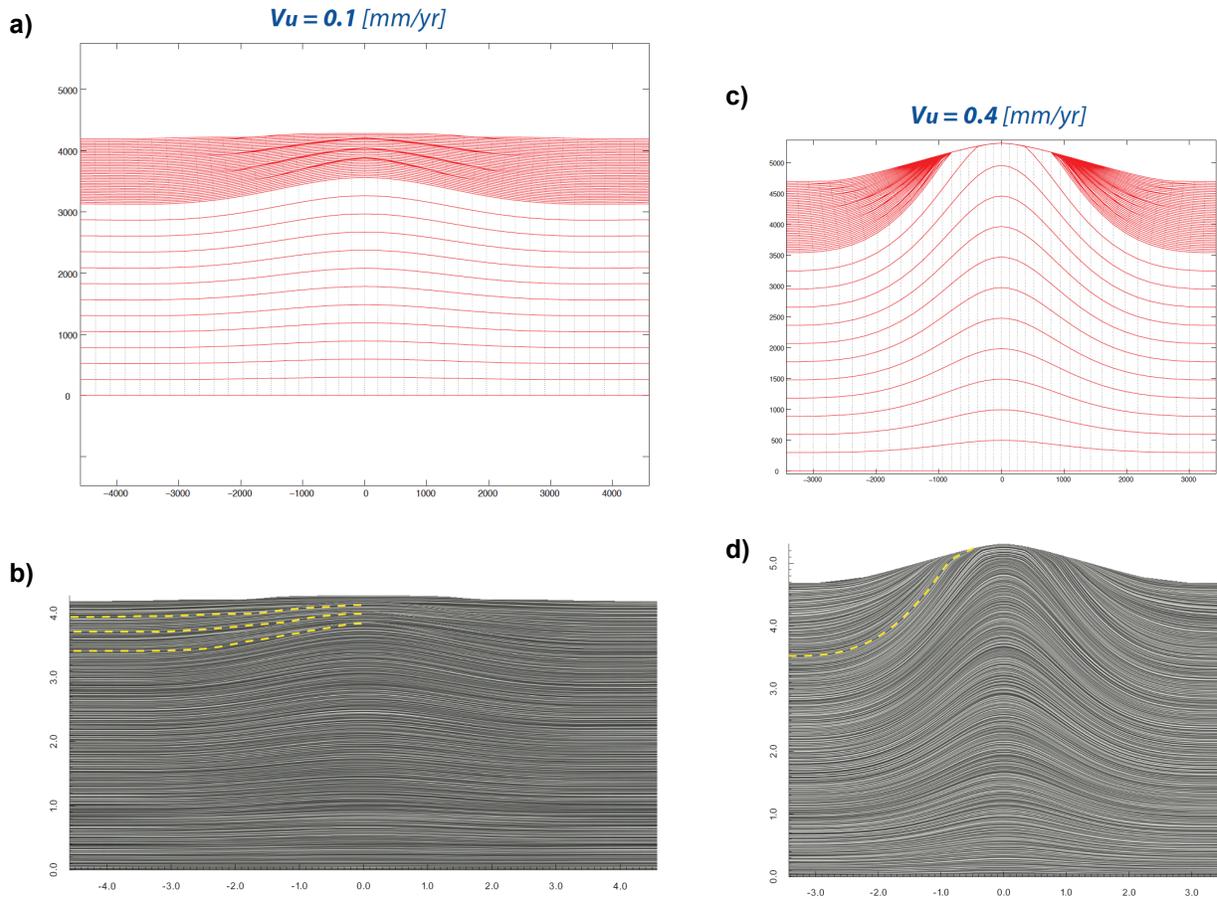
Figura 20. Resultado de una simulación numérica para  $V_u = 0.25 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.4 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.2 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . a) Pliegue de despegue con desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos regulares cuasi-periódicos. b) Imagen texturizada con LIC. c) Imagen sísmica del pliegue 4 (Figura 14) de las Crestas Mexicanas.

### 4.3 Experimentos numéricos.

Diferentes experimentos numéricos fueron llevados a cabo para observar cómo los diferentes flujos de masa ( $J_t, J_s, \dot{S}$ ) interactúan entre sí y controlan la morfología de los pliegues y los patrones de apilamiento en los estratos de crecimiento. A continuación se describen los resultados para cada uno de los experimentos realizados:

El primer experimento considera que el sistema compresional crece a una baja tasa de levantamiento tectónico  $V_u = 0.1\text{mm/año}$  (Figura 21a y 21b). En este caso se desarrolla un pliegue con bajo relieve estructural (Figura 21a). Como hay un aporte significativo de sedimentos distales que se depositan sobre las bajas pendientes del pliegue, se desarrolla un pliegue cubierto por estratos de crecimientos incluyendo la cresta del mismo. Un aspecto relevante en los resultados obtenidos es el desarrollo de rasgos cíclicos en los estratos de crecimiento. Estos rasgos parecen estar relacionados con el desarrollo de superficies de erosión como resultado de la dinámica interna de sedimentación. El desarrollo de estos ciclos bajo estas condiciones se presenta como un rasgo simétrico y fuertemente periódico. La imagen texturizada (figura 21b) permite identificar estos ciclos dentro de los estratos de crecimiento. Sin embargo, no es posible identificar el límite inferior que separa a los estratos de crecimiento de la estructura plegada original.

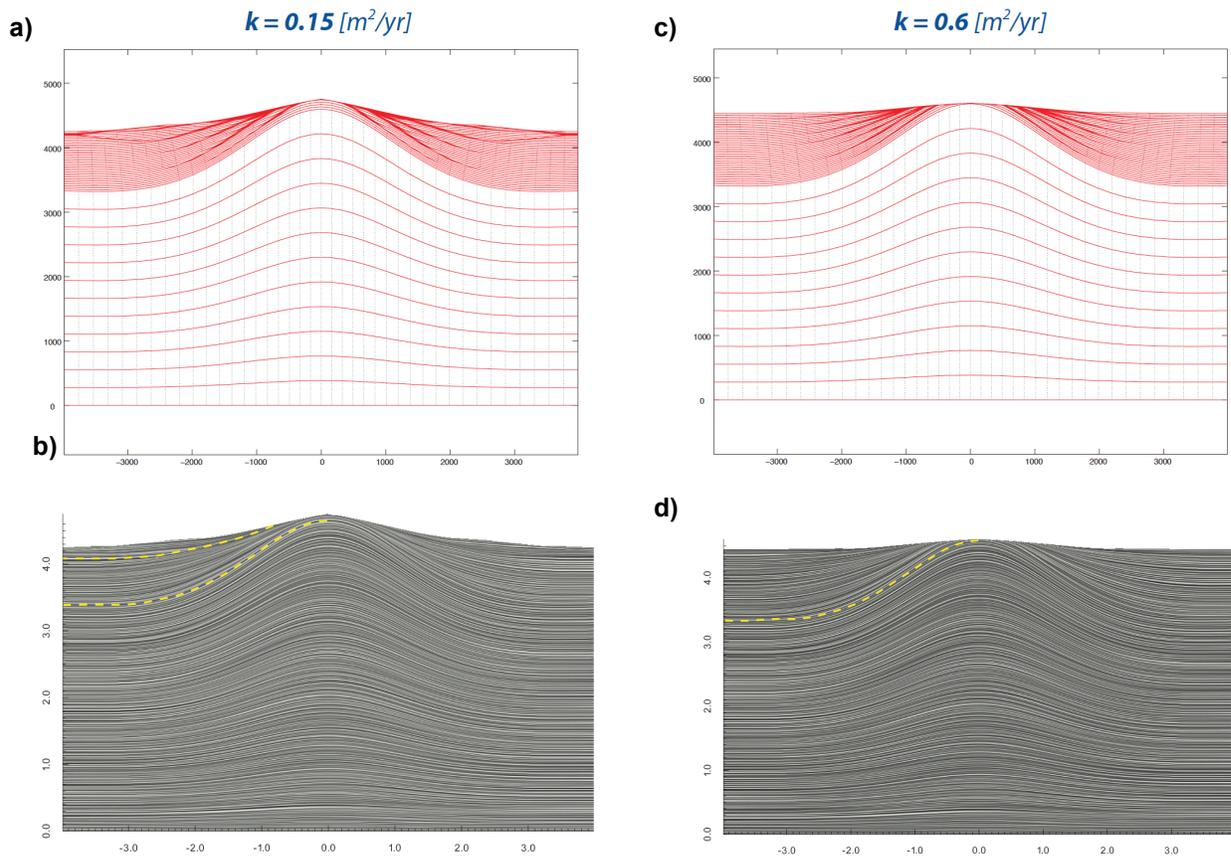
Ahora consideremos el caso de altas tasas de levantamiento  $V_u$ . Cuando el sistema presenta una tasa de levantamiento cuatro veces mayor ( $V_u = 0.4\text{mm/año}$ ), la estructura crece rápidamente y se desarrollan pliegues con alto relieve estructural. En este caso los flancos presentan mayores pendientes impulsando a la difusión de masa a ser más vigorosa, mientras que el efecto de la sedimentación disminuye. De este modo, los estratos de crecimiento se acumulan a lo largo de los sinclinales formando una estructura descubierta (Figura 21c). En la figura 21c se observa además que los rasgos cíclicos dentro de los estratos de crecimiento son más sutiles y predominan patrones de apilamiento donde la estratigrafía converge hacia la cresta. La imagen LIC (Figura 21d) permite identificar los estratos de crecimiento así como su patrón de convergencia hacia la cresta.



**Figura 21. Resultado de la simulación numérica para diferentes valores de  $V_u$ : a y b)  $V_u = 0.1 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.4 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.2 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . a) Pliegue con desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos regulares cuasi-periódicos. b) Imagen texturizada con LIC que evidencia estos rasgos cíclicos. c y d)  $V_u = 0.4 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.4 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.2 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . c) Pliegue con patrones de apilamiento que convergen hacia la cresta. d) Imagen texturizada que muestra el espesor de los estratos de crecimiento.**

Continuando con nuestro análisis, ahora analizaremos los efectos de variar el coeficiente de difusión de masa,  $\kappa$ , en las simulaciones.  $\kappa$  modula el flujo de masa que controla la amplitud de la topografía erosionada. Cuando éste coeficiente es bajo ( $\kappa = 0.15 \text{m}^2/\text{año}$ ) la degradación de la topografía emergente es menor. Este efecto permite el desarrollo de estructuras plegadas con pendientes topográficas altas y por tanto el espesor de los estratos de crecimiento es menor. Sin embargo, la sedimentación tiende a ser más dinámica y la generación de ciclos dentro de los estratos de crecimiento adquieren geometrías irregulares aperiódicas (Figura 22a y 22b).

Para el caso en que el coeficiente de difusión de masa aumenta ( $\kappa = 0.6 \text{ m}^2/\text{año}$ ), podemos observar cómo el gradiente topográfico del pliegue emergente es atenuado generando un relieve plano (Figura 22c). En este caso, la sedimentación será más vigorosa y se desarrollarán estratos de crecimiento con mayores espesores. La presencia de los ciclos sedimentarios tienden a aparecer de nuevo y son fuertemente cuasi-periódicos. La imagen texturizada (Figura 22d) permite diferenciar los estratos de crecimiento de la estructura plegada original y se puede apreciar claramente los ciclos sedimentarios.

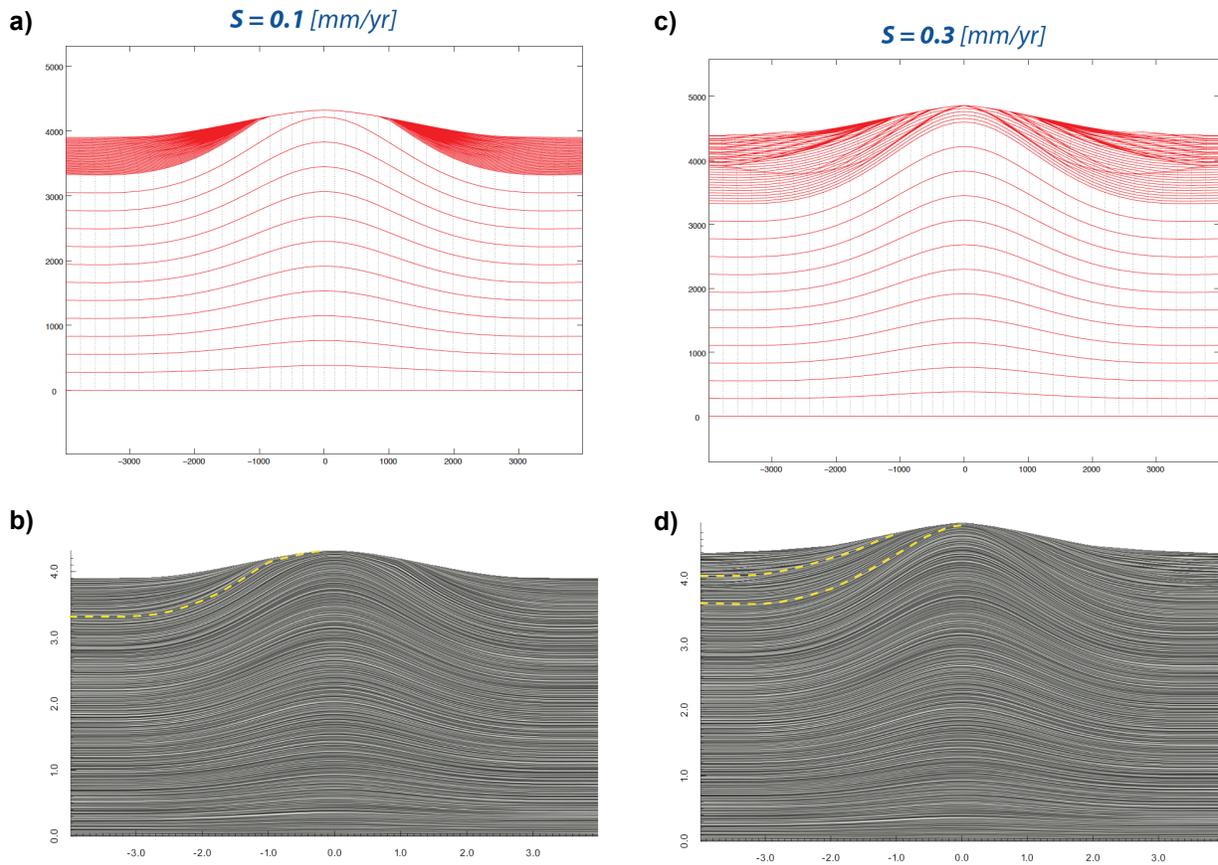


**Figura 22.** Resultado de la simulación numérica para diferentes valores de  $\kappa$ : a y b)  $V_u = 0.25 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.15 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.2 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . a) Pliegue con desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos irregulares. b) Imagen texturizada con LIC que evidencia algunos de estos rasgos predominantes. c y d)  $V_u = 0.25 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.6 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.2 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . c) Pliegue con desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos regulares cuasi-periódicos. d) Imagen texturizada que muestra el espesor de los estratos de crecimiento.

Por su parte, el aporte de sedimentos distales al sistema de enrutamiento controla fuertemente la dinámica interna de sedimentación y el desarrollo de patrones de

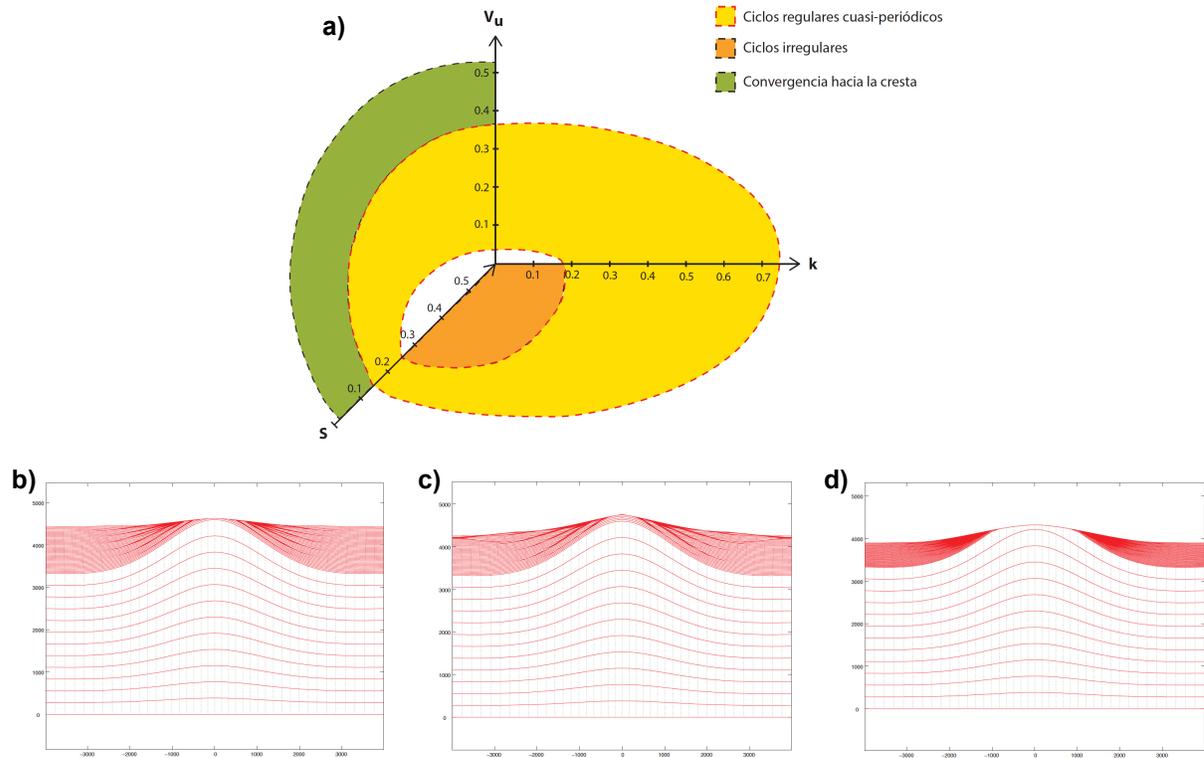
apilamiento en los estratos de crecimiento. Las simulaciones muestran que cuando la tasa de sedimentación es más baja ( $\dot{S} = 0.1\text{mm/año}$ ) el desarrollo de estratos de crecimiento es controlado principalmente por el aporte de sedimentos locales provenientes de la degradación de la topografía emergente. Consecuentemente el espesor de los estratos de crecimiento es menor y resulta en el desarrollo de secciones condensadas en los sinclinales en donde los patrones de apilamiento convergen hacia la cresta (Figura 23a). La figura 23b evidencia este patrón de apilamiento así como el espesor de los estratos de crecimiento. Otro efecto importante es que la sedimentación es homogénea sin desarrollo de ciclos sedimentarios visibles.

Cuando el aporte de sedimentos es mayor ( $\dot{S} = 0.3\text{mm/año}$ ) se desarrollan estructuras cubiertas por estratos de crecimiento de mayor espesor (Figura 23c). Debido a que el aporte de sedimentos incrementa, la respuesta dinámica de sedimentación del sistema se hace más vigorosa y se observan dentro de los estratos de crecimiento ciclos irregulares limitados por múltiples superficies de erosión. La figura 23d permite identificar algunos de estos rasgos predominantes pero es difícil identificar muchas de las superficies de erosión limitantes. Esto sugiere que estos deben de ser rasgos muy sutiles en el registro sedimentario.



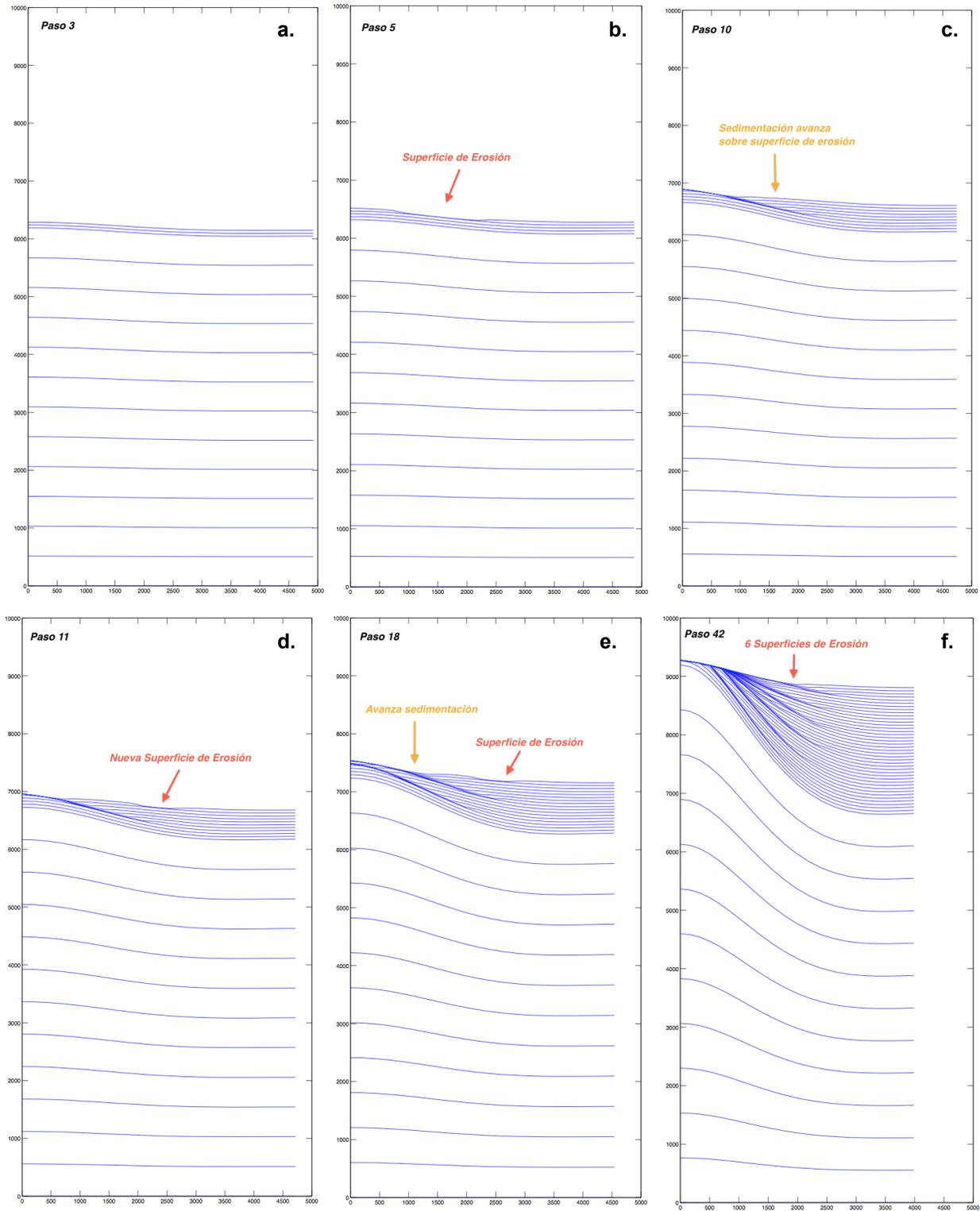
**Figura 23. Resultado de la simulación numérica para diferentes valores de  $\dot{S}$ : a y b)  $V_u = 0.25 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.4 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.1 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . a) Pliegue con patrones de apilamiento convergentes hacia la cresta. b) Imagen texturizada con LIC que evidencia el espesor de los estratos de crecimiento. c y d)  $V_u = 0.25 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.4 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.3 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . c) Pliegue con desarrollo de patrones cíclicos irregulares. d) Imagen texturizada que muestra algunos de estos patrones de apilamiento.**

La figura 24a resume los resultados obtenidos en un diagrama que ilustra las áreas paramétricas de  $V_u$ ,  $\kappa$  y  $\dot{S}$  bajo los cuales se desarrollan estos ciclos. Las experimentaciones numéricas muestran que se desarrollan 3 tipos de patrones de apilamiento: 1) Ciclos regulares cuasi-periódicos cuando  $V_u \leq 0.3$ ,  $\kappa \geq 0.3$  y  $0.15 \leq \dot{S} \leq 0.2$  (Figura 24b). 2) Ciclos irregulares cuando  $\kappa < 0.3$  y  $\dot{S} > 0.2$  (Figura 24c). 3) Convergencia de la estratigrafía hacia la cresta cuando  $V_u > 0.3$  y  $\dot{S} < 0.15$ , en donde no hay desarrollo de ciclos sedimentarios (Figura 24d).



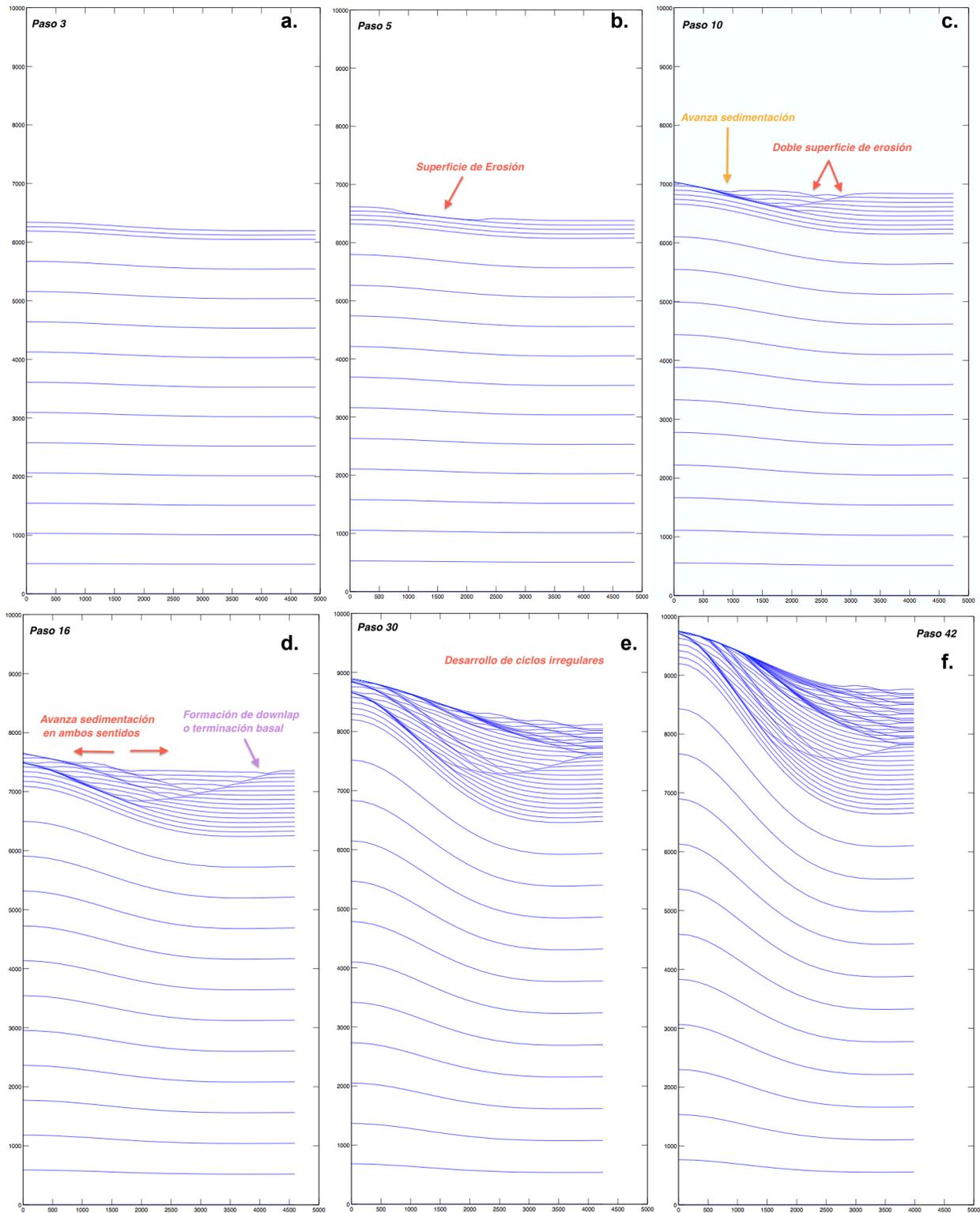
**Figura 24. a) Diagrama en un espacio paramétrico ( $\dot{S}$ ,  $\kappa$ ,  $V_u$ ) que sintetiza los resultados obtenidos en las experimentaciones numéricas. b) Patrones cíclicos regulares cuasi-periódicos, c) patrón cíclico irregular y d) convergencia de la estratigrafía hacia la cresta sin desarrollo de ciclos.**

Por una parte, la Figura 25 muestra la secuencia de eventos involucrados en la formación de ciclos sedimentarios en sistemas con altos coeficientes de difusión de masa. Al inicio de la deformación, la topografía plana permite que los sedimentos distales se acumulen sobre esta (Figura 25a). Una vez que empieza a plegarse, el gradiente topográfico aumenta a medida que  $\kappa$  y  $\dot{S}$  actúan simultáneamente sobre la topografía emergente. Cuando el gradiente supera el umbral  $\frac{\partial U}{\partial x} > \frac{v_s}{v_f}$ , se desarrollan zonas de no depositación donde se desarrolla erosión y se promueve el transporte de sedimentos por difusión superficial de masa (Figura 25b). La superficie de erosión, que migra lateralmente por retracción de pendientes (advección), se van rellendo a medida que el proceso de deformación continúa. La sedimentación va progradando a lo largo de la superficie de erosión y avanza hacia la cresta del pliegue formando un patrón de solapamiento transgresivo, al mismo tiempo que nuevo material es depositado en zonas distales (Figura 25c). Este proceso es recurrente dando como resultado patrones de apilamiento en forma de ciclos cuasi-periódicos (Figura 25d, 25e y 25f).



**Figura 25. Secuencia del desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos regulares cuasi-periódicos. a) Comienzo de la deformación: acumulación constante de sedimentos a lo largo de la estructura. b) Formación de la primera superficie de erosión. c) Avance de la sedimentación hacia la cresta del pliegue relleno de la superficie de erosión. d), e) y f) Formación de nuevas superficies de erosión a medida que avanza la sedimentación.**

Por otra parte, la Figura 26 muestra el desarrollo de ciclos sedimentarios irregulares que emergen en las simulaciones cuando la sedimentación es abundante. Al igual que el caso anterior, inicialmente la topografía plana permite que los sedimentos se acumulen sobre la estructura (Figura 26a). Al progresar la deformación, cuando el gradiente topográfico supera el umbral  $\frac{\partial U}{\partial x} > \frac{v_s}{v_f}$ , se desarrolla la primera superficie de no depositación o superficie de erosión (Figura 26b). Mientras  $\kappa$  y  $\dot{S}$  actúan simultáneamente, nuevo material es depositado rellenando la superficie de erosión preexistente y creando nuevas superficies de erosión en zonas distales (Figura 26c). La sedimentación avanza de forma dinámica hacia la cresta y los sinclinales del pliegue promoviendo el desarrollo de patrones de apilamiento en forma de terminación basal o *downlap* locales (Figura 26d). Este proceso dinámico da como resultado el desarrollo de múltiples superficies de erosión creando ciclos irregulares aperiódicos (Figura 26e y 26f).



**Figura 26. Secuencia del desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos irregulares. a) Comienzo de la deformación: acumulación constante de sedimentos a lo largo de la estructura. b) Formación de la primera superficie de erosión. c) Aumenta la dinámica interna de sedimentación. Se rellena la superficie de erosión preexistente al mismo tiempo que forma nuevas superficies de menor magnitud. d) Patrones de terminación basal o *downlap* locales. e) y f) Desarrollo de múltiples superficies de erosión como respuesta a la dinámica interna de sedimentación.**

Con base en estos resultados se puede concluir que la formación de estos patrones de apilamiento está controlada por el aporte de sedimentos y el gradiente topográfico. Este último factor, a su vez, es controlado por la interacción entre  $V_u$ ,  $\kappa$  y  $\dot{S}$ .

#### **4.4 Comparación del modelo con imágenes sísmicas del Golfo de México.**

Las imágenes de sísmica 2D del cinturón plegado de las Crestas Mexicanas fueron comparadas con algunos de los resultados obtenidos del modelo. La figura 27a muestra los pliegues 1, 2 y 3 asociados con éste cinturón plegado (Figura 14). De observaciones independientes constreñidas por datos de cronoestratigrafía y análisis estructural, se sabe que éste tren de pliegues se caracteriza por tener altas tasas de levantamiento tectónico relativas a las tasas de sedimentación. Estos pliegues tienen crestas expuestas y presentan altos coeficientes de difusión de masa (Yarbu y Contreras, 2015). Adicionalmente se observa que el pliegue 1 presenta un flujo superficial asimétrico por un mayor suministro de sedimentos provenientes de la plataforma continental. En general, la estratificación asociada con los estratos de crecimiento remata de forma horizontal en las crestas de los pliegues creando sinclinales planos. En contraste, la figura 27b y 27c muestra un tren de pliegues simulado que ilustra la respuesta del modelo cuando éste es dominado por altas tasas de levantamiento tectónico y un alto coeficiente de difusión de masa. Podemos observar que, en general, el modelo reproduce la morfología de estas estructuras. Se aprecia el desarrollo de sinclinales planos con estratigrafía horizontal y estructuras que generan topografía descubierta.

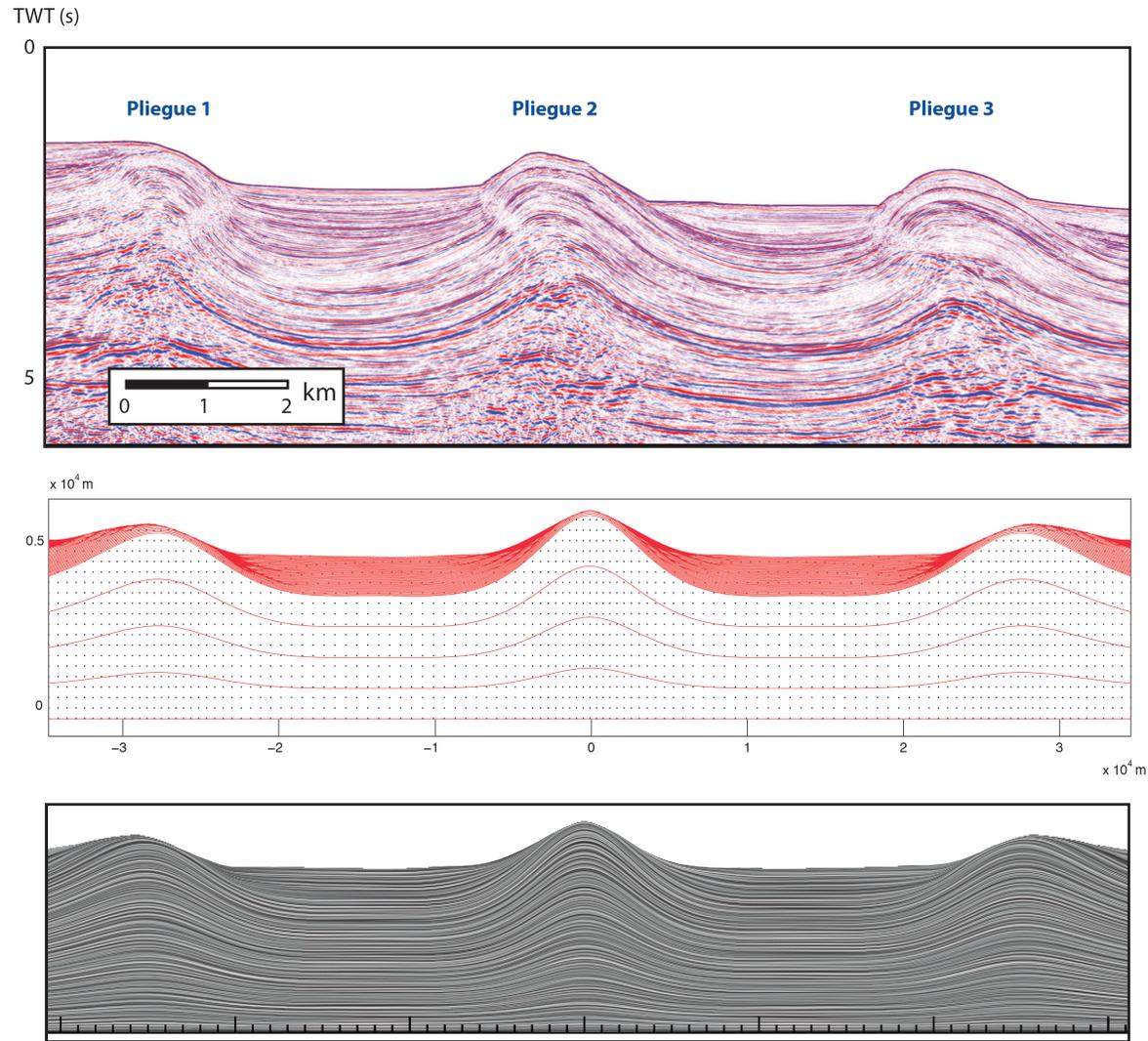


Figura 27. Comparación entre imágenes sísmicas de las Crestas Mexicanas y una simulación numérica con el modelo presentado en esta tesis. a) Imagen sísmica de los pliegues 1, 2 y 3 (Figura 14). b) Resultado de la simulación numérica para un tren de ondas con  $V_u = 0.39 \frac{mm}{año}$ ,  $\kappa = 0.69 \frac{m^2}{año}$  y  $\dot{S} = 0.2 \frac{mm}{año}$ . Ver texto para más detalle. c) Imagen texturizada con LIC.

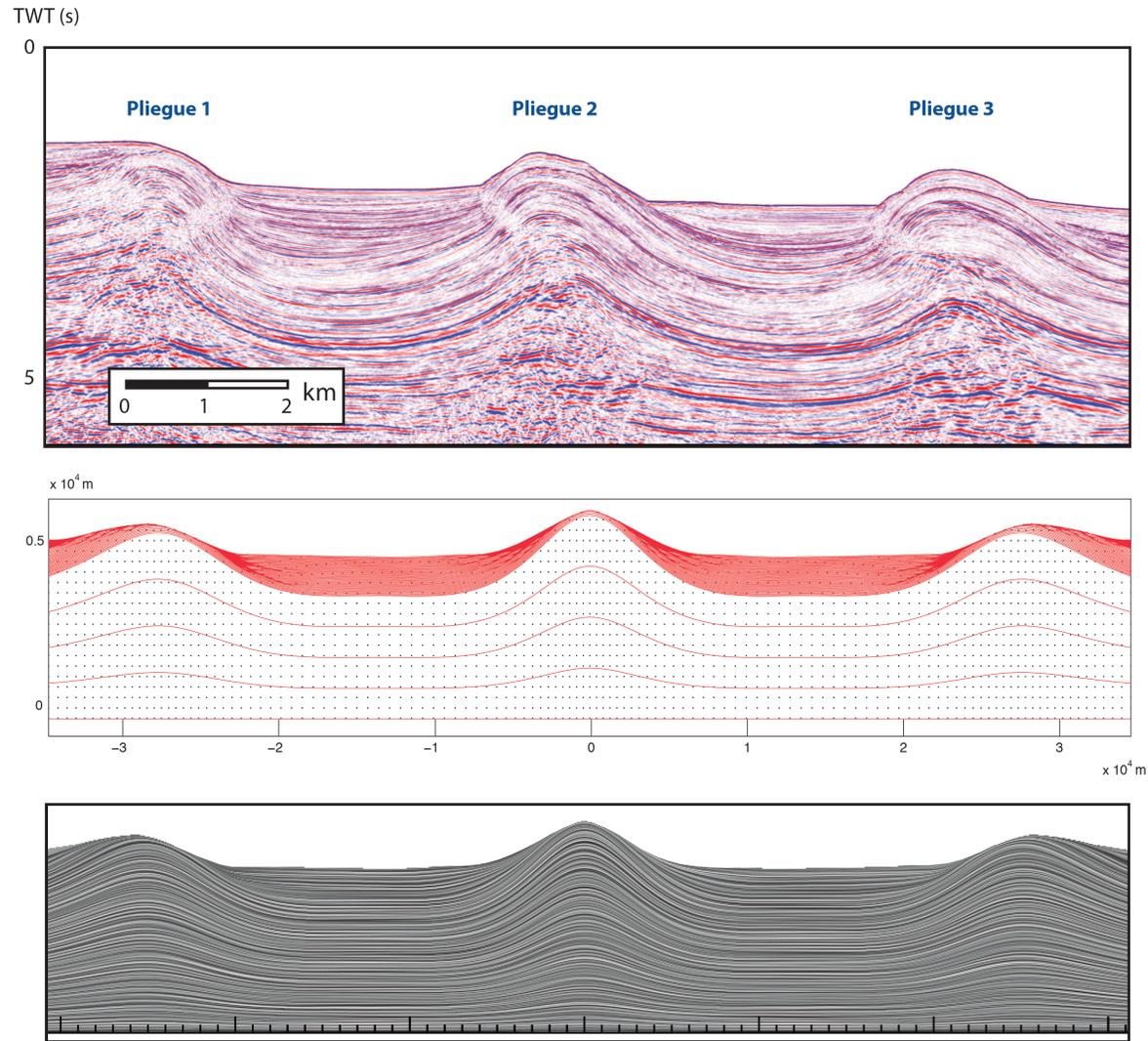


Figura 27. Comparación entre imágenes sísmicas de las Crestas Mexicanas y una simulación numérica con el modelo presentado en esta tesis. a) Imagen sísmica de los pliegues 1, 2 y 3 (Figura 14). b) Resultado de la simulación numérica para un tren de ondas con  $V_u = 0.39 \frac{mm}{año}$ ,  $\kappa = 0.69 \frac{m^2}{año}$  y  $\dot{S} = 0.2 \frac{mm}{año}$ . Ver texto para más detalle. c) Imagen texturizada con LIC.

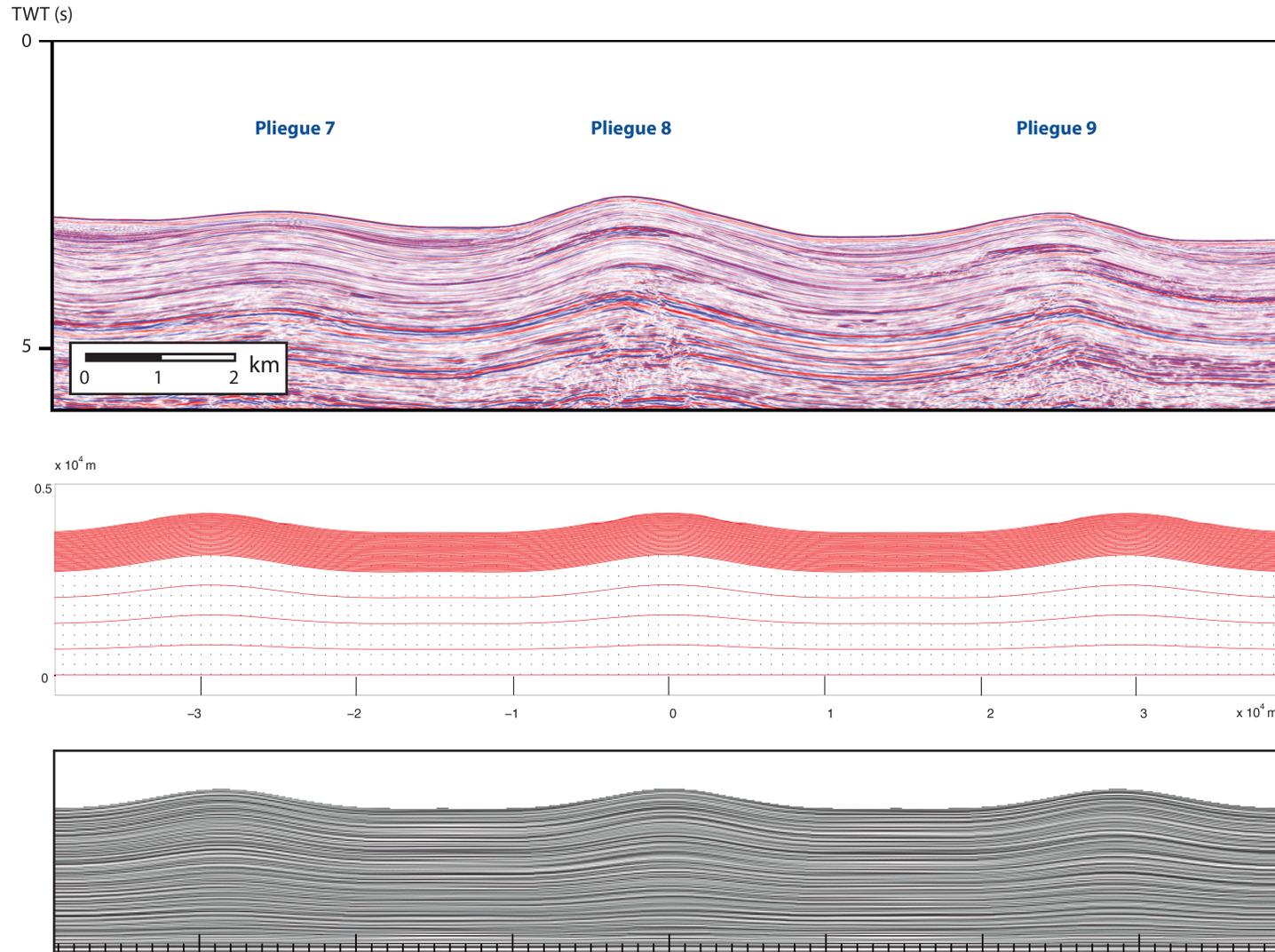


Figura 28. Comparación entre imágenes sísmicas de las Crestas Mexicanas y una simulación numérica con el modelo presentado en esta tesis. a) Imagen sísmica de los pliegues 7, 8 y 9 (Figura 14). b) Resultado de la simulación numérica para un tren de ondas con  $V_u = 0.12 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ ,  $\kappa = 0.36 \frac{\text{m}^2}{\text{año}}$  y  $\dot{S} = 0.23 \frac{\text{mm}}{\text{año}}$ . Ver texto para más detalles. c) Imagen texturizada con LIC.

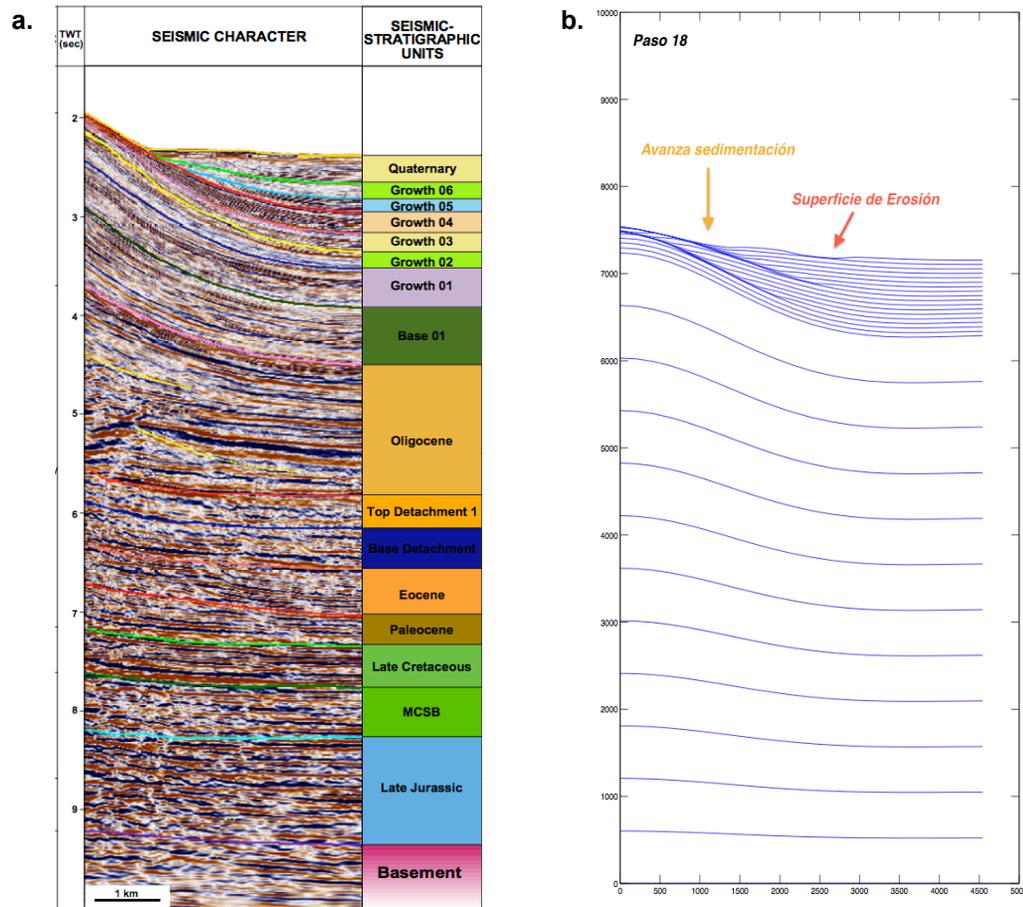
## Capítulo 5. Discusión

---

Como todo modelo, la formulación física presentada en este trabajo representa una realidad idealizada y simplificada de la evolución de pliegues de despegue a partir de una geometría rectangular con litología homogénea e isotrópica. Los diferentes flujos de masa ( $J_t$ ,  $J_s$ ,  $\dot{S}$ ), así como la densidad de los sedimentos ( $\rho$ ) la velocidad de la corriente ( $V_f$ ) y los factores  $\delta$  y  $\theta_c$  son considerados como parámetros constantes que no varían con el tiempo ni con la profundidad. A pesar de las limitaciones del modelo, los resultados descritos previamente muestran cómo la interacción entre los diferentes flujos de masa controlan la evolución de la topografía y el desarrollo de patrones de apilamiento en los estratos de crecimiento. Observamos adicionalmente la aparición de ciclos sedimentarios fuertemente controlados por la dinámica interna de sedimentación. De acuerdo con Beerbower (1964), se denomina *autociclos* a los eventos recurrentes que pueden ser periódicos o no periódicos y que se dan como respuesta a procesos internos dentro del sistema sedimentario. La respuesta de éste proceso puede variar localmente generando eventos recurrentes a escalas milimétricas y/o a escalas regionales. La autociclicidad es por tanto un estado de depositación que no requiere cambios en la energía total suministrada al sistema ni en el aporte de sedimentos, pero involucra la redistribución de los elementos dentro del sistema sedimentario. Modelos previos basados en ecuaciones lineales de transporte de sedimentos (e.g., Contreras, 2010; Godard et al., 2013) no generan autociclos, a pesar de que es un rasgo conocido en este tipo de ambientes sedimentarios.

El desarrollo de autociclos en los estratos de crecimiento está controlada por las escalas de longitud involucradas en los diferentes procesos que conforman el sistema de enrutamiento de sedimentos. Dos de estas escalas son la longitud de onda del plegamiento,  $\ell_p$ , y la longitud de advección,  $\ell_a$ , (ver Capítulo 1). Si  $\ell_p$  es mayor o del orden de  $\ell_a$ , se desarrollan autociclos. Cuando esto ocurre, los procesos de difusión no lineal de masa y de depositación de sedimentos se acoplan y retroalimentan mutuamente transfiriendo al registro estratigráfico las respuesta de la dinámica interna de sedimentación. Sin embargo, el desarrollo de estos ciclos en sistemas compresionales ha sido poco estudiado, ya que estos se asocian principalmente con sistemas fluviales (Beerbowe, 1964; Paola et al., 2009; Romans et al., 2015).

Evidencias de estos autociclos pueden ser identificados en los estratos de crecimiento de las estructuras plegadas en la región de las Crestas Mexicanas (Figura 29). La Figura 29a muestra la interpretación de la estratigrafía sísmica realizada por Vázquez-Meneses (2005), en donde se observan discontinuidades locales, patrones de apilamiento de solapamiento transgresivo y adelgazamiento de la estratigrafía hacia la cresta. De acuerdo a la interpretación de Vázquez-Meneses (2005) la secuencia sin-tectónica está dividida en varios eventos (Growth 01 – Quaternay) asociados con cambios en el nivel del mar y a actividad tectónica. Sin embargo, el modelo numérico desarrollado en el presente trabajo sugiere una interpretación alternativa: el desarrollo de patrones de apilamiento de solapamiento transgresivo es producto del desarrollo de superficies de erosión asociadas con la dinámica interna de sedimentación (Figura 29b). Los patrones de adelgazamiento hacia la cresta pueden ser interpretados como superficies de erosión más antiguas que han avanzado en dirección a la cresta durante el proceso de plegamiento.



**Figura 29.** a) Interpretación de la estratigrafía sísmica en la región de las Crestas Mexicanas. Tomado de Vázquez-Meneses (2005). En esta interpretación se identifican diferentes eventos de crecimiento del pliegue (Growth 01 a 06 en la columna de la derecha). b) Desarrollo de patrones de apilamiento cíclicos regulares cuasi-periódicos con el modelo (ver Figura 25e).

Por tanto, estos resultados son de gran interés ya que, comúnmente en zonas compresionales, los patrones de apilamiento en los estratos de crecimiento han sido asociados con perturbaciones externas como cambios en las condiciones climáticas y/o tectónicas. Lo que sugieren estos resultados es que los patrones de apilamiento no sólo dependen de estos factores sino que están fuertemente controlados por la dinámica interna de sedimentación. Ésta dinámica a su vez puede quedar preservada en el registro estratigráfico siempre que la longitud de advección sea menor o del orden de la escala de longitud del sistema. Adicionalmente, el desarrollo de autociclos depende del tiempo de respuesta de sedimentación respecto al periodo de recurrencia de las perturbaciones externas al sistema (Romans et al., 2015). Descifrar cómo los procesos superficiales se acoplan entre sí y moldean el registro estratigráfico y geomorfológico es de gran importancia para lograr entender la amplia dinámica terrestre.

## Capítulo 6. Conclusiones

---

Este trabajo presenta un modelo numérico que simula la evolución de pliegues de despegue e incorpora la respuesta dinámica de los diferentes flujos de masa superficiales asociados con la deformación. Estos procesos interactúan entre sí y controlan el desarrollo de topografía, la morfología de los pliegues y los patrones de apilamiento en los estratos de crecimiento. Los diferentes flujos de masa modelados en este trabajo son:

1) *levantamiento tectónico*  $J_t$ , que controla la cinemática de deformación y está asociado con el acortamiento acumulado. Éste flujo de masa es incorporado a una función de deformación que describe la geometría de las estructuras plegadas como pliegues cuspados-lobados.

2) *Flujo de masa superficial*  $J_s$ , el cual incluye el efecto de erosión y difusión no lineal de masa.  $J_s$  controla la degradación de la topografía emergente modelando la morfología de los flancos del pliegue y el proceso de retracción de pendientes.

3) *Sedimentación*  $\dot{S}$ , asociada con el aporte de sedimentos distales al sistema, el cual es modelado como función de la velocidad de asentamiento de Stokes, la velocidad del fluido y el gradiente topográfico.

Los resultados de las experimentaciones numéricas revelan el desarrollo de autociclos en los estratos de crecimiento que están fuertemente asociado con la dinámica interna de sedimentación. Esta dinámica interna genera una auto-organización en la depositación de los sedimentos independientemente de las perturbaciones externas al sistema. La formación de estos ciclos sedimentarios está controlada por el aporte de sedimentos y el gradiente topográfico, sin embargo, la ocurrencia de estos en el registro sedimentario modelado depende de la relación entre las escalas de tiempo y longitud características del sistema sedimentario y el periodo de recurrencia de las perturbaciones externas a este. El modelo explicativo desarrollado en este trabajo ayuda a entender el efecto de la compleja dinámica sedimentaria. Tener en cuenta estos resultados es fundamental en el estudio de correlación de facies, ya que permiten descifrar correctamente el registro sedimentario sin-tectónico. Adicionalmente, entender

la interacción entre los diferentes flujos de masa es de relevancia en el estudio de sistemas petroleros ya que permite conocer la evolución de la formación de trampas estructurales e identificar el momento crítico del sistema petrolero.

## Lista de referencias bibliográficas

---

- Allen, P. A. (1997) *Earth surface processes*. Oxford, Blackwell Scientific Publications, (pp. 1-404).
- Allen P. A. y Allen, J. R. (2005). *Basin analysis: principles and applications*, (2nd ed.) Oxford, Blackwell Scientific Publications, (pp. 1-549).
- Allen, P. A. y Heller, P. L. (2012). Dispersal and preservation of tectonically generated alluvial gravels in sedimentary basins. *Tectonic of Sedimentary Basins: Recent Advances*, 111–130.
- Andrews, D. J. y Bucknam, R. C. (1987). Fitting degradation of shoreline scarps by a nonlinear diffusion model. *Journal of Geophysical Research*, 92(B12), 12857-12867.
- Andrews, D. J. y Hanks, T. C. (1985). Scarp degraded by linear diffusion; inverse solution for age, *Journal of Geophysical Research* 90(B12), 10193–10208.
- Barrier, L., Nalpas, T., Gapais, D., y Proust, J. N. (2013). Impact of synkinematic sedimentation on the geometry and dynamics of compressive growth structures: Insights from analogue modelling. *Tectonophysics*, 608, 737-752.
- Beerbower, J. R. (1964). Cyclothems and cyclic depositional mechanisms in alluvial plain sedimentation: symposium on cyclic sedimentation. Kansas State Geological Survey Bulletin, 169, 31–42.
- Biot, M. A. (1961). Theory of folding in stratified viscoelastic media and its implications in tectonics and orogenesis. *Geological Society of American Bulletin*, 72(11), 1595-1620.
- Borges Santana, O. (2015). Pliegues de despegue acofrados y su relación con la formación de campos gigantes en el frente de deformación de cinturones plegados. Tesis de Maestría. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. 77 p.
- Burbank, D. W. y Vergés, J. (1994). Reconstruction of topography and related depositional systems during active thrusting. *Journal of Geophysical Research*, 99, 281-297.
- Burbank, D., Meigs, A. y Brozovic, N. (1996). Interactions of growing folds and coeval depositional systems. *Basin Research*, 8(3), 199–223.
- Castañeda, R. D. (2008, Diciembre 21). *Line integral convolution notes*. Recuperado en marzo de 2015, de <http://w3.impa.br/~rdcastan/Visualization/docs/LIC.pdf>.
- Contreras. J. (2010). A model for low amplitude detachment folding and syntectonic stratigraphy based on conservation of mass equation. *Journal of Structural Geology*, 32(4), 566-579.

- Culling, W. E. H. (1960). Analytical theory of erosion. *Journal of Geology*, 68, 336–344.
- Fitz-Díaz, E., van der Pluijm B., Hudleston P. y Tolson G. (2014). Progressive, episodic deformation in the Mexican Fold-Thrust Belt (Central Mexico): evidence from isotopic dating of folds and faults. *International Geology Review*, 56(6), 734-755.
- Fletcher, R. C. (1974). Wavelength selection in the folding of a single layer with power-law rheology. *American Journal of Science*, 274(9), 1029-1043.
- Ganti, V., Lamb, M. P. y McElroy, B. (2014). Quantitative bounds on morphodynamics and implications for reading the sedimentary record. *Nature Communications*, 5, doi:10.1038/ncomms4298.
- Godard, V., Tucker, G. E., Fisher, G. B., Burbank, D. W. y Bookhagen, B. (2013). Frequency-dependent landscape response to climatic forcing. *Geophysical Research Letters*, 40(5), 859-863.
- González-Mieres, R. y Suppe, J. (2006). Relief and shortening in detachment folds. *Journal of Structural Geology*, 28(10), 1785-1807.
- Hayes, M. y Hanks, C. (2008). Evolving mechanical stratigraphy during detachment folding. *Journal of Structural Geology*, 30(5), 548-564.
- Homza, T. X. y Wallace, W. K. (1997). Detachment folds with fixed hinges and variable detachment depth, northeastern Brooks Range, Alaska. *Journal of Structural Geology*, 19(3), 337-354.
- Hubert-Ferrari, A., Suppe, J., González-Mieres, R. y Wang, X. (2007). Mechanisms of active folding of the landscape (southern Tian Shan, China). *Journal of Geophysical Research*, 112(B3), 1978-2012.
- Jamison, W. R. (1987). Geometric analysis of fold development in overthrust terranes. *Journal of Structural Geology*, 9(2), 207-219.
- Landau, L. D. y Lifshitz, E. M. (1987). *Fluid Mechanics*, (2nd ed.) Oxford, England Pergamon Press, (pp. 1-539).
- LeVeque, R. J. (2007). *Finite difference methods for ordinary and partial differential equations: steady-state and time-dependent problems*, Philadelphia, Society for Industrial and Applied Mathematics (SIAM), (pp. 1-341).
- Mitra, S. (2003). A unified kinematic model for the evolution of detachment folds. *Journal of Structural Geology*, 25(10), 1659-1673.
- Morley, C. K., Ampaiwan, P., Thanudamrong, S., Kuenphan, N. y Warren, J. (2013). Development of the Khao Khwang Fold and Thrust Belt: Implications for the geodynamic setting of Thailand and Cambodia during the Indosinian Orogeny. *Journal of Asian Earth Sciences*, 62, 705-719.

- Nemčok, M., Schamel, S. y Gayer, R. (2005). *Thrustbelts: Structural Architecture, Thermal Regimes and Petroleum Systems*. New York, NY. Cambridge University Press, (pp. 1-541).
- Nigro, F. y Renda, P. (2004). Growth pattern of underlithified strata during thrust-related folding. *Journal of Structural Geology*, 26(10), 1913-1930.
- Paola, C., Straub, K., Mohrig, D. y Reinhardt, L. (2009). The “unreasonable effectiveness” of stratigraphic and geomorphic experiments. *Earth-Science Review*, 97(1), 1–43.
- Poblet, J., McClay, K., Storti, F., y Muñoz, J. A. (1997). Geometries of syntectonic sediments associated with single-layer detachment folds. *Journal of Structural Geology*, 19(3), 369-381.
- Riba, O. (1976). Syntectonic unconformities of the Alto Cardener, Spanish Pyrenees: a genetic interpretation. *Sedimentary Geology*, 15(3), 213-233.
- Richardson, L. F. (1911). The approximate arithmetical solution by finite differences with an application to stresses in masonry dams. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 210, 307-357.
- Roering, J. J., Kirchner, J. W., Sklar, L. S. y Dietrich, W. E. (2001). Hillslope evolution by nonlinear creep and landsliding: An experimental study. *Geological Society of America*, 29(2), 143-146.
- Romans, B. W., Castellort, S., Cocault, J. A., Fildani, A. y Walsh, J. P. (2015). Environmental signal propagation in sedimentary systems across timescales. *Earth-Science Reviews*, in review.
- Smith, R. B. (1977). Formation of folds, boudinage, and mullions in non-Newtonian materials. *Geological Society of America Bulletin*, 88(2), 312-320.
- Smith, R. B. (1979). The folding of a strongly non-Newtonian layer. *American Journal of Science*, 279(3), 272-287.
- Suppe, J. (1983). Geometry and kinematics of fault-bend folding. *American Journal of Science*, 283, 684-721.
- Suppe, J. (1985). *Principles of Structural Geology*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, (pp. 1-537).
- Suppe, J., Chou, G. T. y Hook, S. C. (1992). *Rates of folding and faulting determined from growth strata. Thrust Tectonics*. Ed. K.R.McClay. London: Chapman and Hall, (pp. 105-121).
- Tucker, G. E. y Slingerland, R. L. (1996). Predicting sediment flux from fold and thrust belts. *Basin Research*, 8(3), 329-349.

- Turcotte, D. L. y Schubert, G. (2002). *Geodynamics*, (2da ed.). Cambridge University Press, (pp. 1-848).
- Vazquez-Meneses, M. E. (2005). Gravity tectonics, western Gulf of Mexico. Tesis de Doctorado. University of London. 495 p.
- Vergés, J., Burbank, D. W. y Meigs, A. (1996). Unfolding: An inverse approach to fold kinematics. *Geology*, 24(2), 175-178.
- Wang, Y., Straub, K. M. y Hajek, E. A. (2011). Scale-dependent compensational stacking: An estimate of autogenic time scale in channelized sedimentary deposits. *Geology*, 39(9), 811-814.
- Wright, G. N., McMechan, M. E. y Potter, D. E. G. (1994). *Structure and architecture of the Western Canada Sedimentary Basin. Geological Atlas of the Western Canada Sedimentary Basin*. 4, 25-40.
- Wright, J., Colling, A. y Park, D. (1999). *Waves, tides and shallow-water processes*. Gulf Professional Publishing, 4, 1-227.
- Yarbu, I. y Contreras, J. (2015). The interplay between deformation, erosion and sedimentation in the deep-water Mexican Ridges foldbelt, western Gulf of Mexico basin. *Basin Research*. 1-19, doi: 10.1111/bre.12157.