

## Reología de la litosfera (continental)

Silvia Martín Velázquez<sup>1</sup>. Gerardo de Vicente<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>Dpto de Biología y Geología. ESCET. Universidad Rey Juan Carlos.  
Tulipán, s/n, 28933 Móstoles.  
silvia.martin@urjc.es

<sup>2</sup>Dpto de Geodinámica. Facultad de Geología. Universidad Complutense de Madrid – IGEO CSIC-UCM.  
gdv@geo.ucm.es

**Resumen:** En estos apuntes se describen las bases de las propiedades físicas de la litosfera (continental) que explican su comportamiento durante los procesos de deformación. Concretamente, se recogen los conceptos relacionados con la génesis y transporte de calor, el comportamiento mecánico, y las principales cuestiones relacionadas directamente con la reología litosférica (comportamiento isostático, magnitudes de esfuerzo y perfiles de resistencia).

**Palabras clave:** Reología. Litosfera. Calor. Geoterma. Elasticidad. Viscosidad. Fracturación. Plasticidad. Compensación Isostática. Esfuerzo. Perfil De Resistencia.

### INTRODUCCIÓN

El interior de la Tierra está formado por una serie de capas definidas a partir de variaciones en la composición (p.ej. corteza, manto, núcleo) o de variaciones en el comportamiento mecánico/reológico (p.ej. litosfera, astenosfera). La **reología** es la ciencia que describe el comportamiento de los materiales (minerales y rocas) cuando se deforman a gran escala (planetaria). Desde un punto de vista reológico, la litosfera es la capa sólida más externa y engloba a la corteza y a parte del manto. Sus propiedades físicas se pueden obtener a partir de (SCHÖN, 2004): a) experimentos de comportamiento de minerales y rocas en laboratorio; b) estudios geofísicos tales como sísmica de refracción o tomografía sísmica; c) información petrológica y geoquímica de afloramientos superficiales, rocas volcánicas e intrusivas derivadas de la fusión del manto, rocas mantélicas y metamórficas de alto grado emplazadas tectónicamente y preservadas en cinturones orogénicos, o desde el estudio de xenolitos de la corteza inferior y del manto.

La **corteza** es la capa más externa con una composición que resulta de los fundidos parciales del manto altamente diferenciados. Tiene un espesor promedio que oscila entre ~5-30 km, dependiendo de su naturaleza oceánica o continental (STÜWE, 2002; TURCOTTE y SCHUBERT, 2002). La **corteza continental** puede alcanzar los 80 km en zonas engrosadas y está compuesta fundamentalmente por dos niveles: la corteza superior y la corteza inferior. La corteza superior tiene un espesor de 20-25 km, una densidad de

2.500-2.700 kg m<sup>-3</sup> con litologías predominantes del tipo de los granitos, las granodioritas y sus equivalentes metamórficos, aunque en la parte más superficial puede tener una delgada cobertera de rocas sedimentarias. La corteza inferior tiene una composición principalmente máfica, que a esas temperaturas y profundidades implica la presencia de rocas granulíticas, o sus equivalentes de alta presión y alta temperatura, eclogíticas o anfibolíticas. La densidad de esta capa inferior oscila entre 2.800-3.100 kg m<sup>-3</sup>. En la base de la corteza la velocidad de las ondas sísmicas P aumenta debido al incremento en la densidad de las rocas. Este horizonte, conocido como discontinuidad de Mohorovičić, representa el límite composicional entre corteza y manto.

El **manto litosférico** está constituido principalmente por rocas ultramáficas (peridotitas) y en las zonas continentales alcanza los 100-250 km de profundidad (STÜWE, 2002; TURCOTTE y SCHUBERT, 2002). El manto litosférico subcontinental suele tener la misma edad que la corteza suprayacente, y existe una relación entre el eón geológico en el que se estabiliza (queda fuera de las zonas orogénicas) y su composición media, desde mantos arcaicos de baja densidad (3.310 kg m<sup>-3</sup>), empobrecidos en minerales ricos en Mg, hasta mantos fanerozoicos más densos (3.370 kg m<sup>-3</sup>) y enriquecidos en volátiles (O'REILLY *et al.*, 2001).

Existen diversas definiciones respecto al concepto de la **litosfera** (O'REILLY *et al.*, 2001): desde un punto de vista mecánico, representa una zona rígida; desde un punto de vista térmico, es una capa límite térmica; desde un punto de vista geoquímico, constituye un residuo de la fusión parcial de la astenosfera químicamente empobrecida; y desde un punto de vista sismológico, su base coincide con el techo de una zona de baja velocidad. La **litosfera mecánica** es la capa externa de la Tierra en la que se pueden transmitir esfuerzos a escala temporal geológica (MCKENZIE, 1967). Aunque COCHRAN (1982) proporciona una definición mecánica algo diferente: El espesor de la litosfera continental que está en equilibrio isostático con las dorsales medio-oceánicas. La **litosfera térmica** es la parte de la Tierra en la que la energía térmica se transfiere en gran parte por conducción de calor (STÜWE, 2002). La definición térmica englobaría la mecánica porque muchas propiedades mecánicas de las rocas dependen de la relación entre su temperatura y su temperatura de fusión. La base de la litosfera se sitúa sobre el manto más débil de la **astenosfera**. Este límite reológico está representado por una isoterma característica (1.100-1.330 °C) en la que las rocas del manto se aproximan a su temperatura *solidus* (p.e. PARSONS y SCLATER, 1977; POLLACK y CHAPMAN, 1977). A mayor temperatura, el material mantélico comienza a fluir rápidamente a escalas de tiempo geológicas y entonces, cualquier gradiente de temperatura será eliminado por convección. Las deformaciones que se producen en el límite litosfera-astenosfera influyen en los procesos de subsidencia y levantamiento de la zona reológica más superficial. Las litosferas continentales térmicamente estables tienen un espesor de 100-200 km (POLLACK y CHAPMAN, 1977).

Las rocas por encima de la isoterma característica están lo suficientemente frías como para comportarse de manera rígida. Esta capacidad tiene importantes implicaciones en los mecanismos motrices de las placas tectónicas: puede explicar la **curvatura elástica de la litosfera** cuando está sometida a cargas verticales, y permite que

los [esfuerzos elásticos](#) se transmitan desde los bordes de las placas hacia su interior. Sin embargo, a escalas de tiempo geológicas ( $10^7$  años) la litosfera parece comportarse más como una lámina viscosa que como una zona en la que se canalizan esfuerzos rígidos.

Los [perfiles de resistencia](#) de la litosfera continental con la profundidad indican que puede existir una zona débil en la corteza inferior que separe la corteza superior y el manto superior frágiles, creando una estructura tipo *jelly sandwich* (sándwich de gelatina) (BRACE y KOHLSTEDT, 1980; RANALLI y MURPHY, 1987; KOHLSTEDT *et al.*, 1995; BUROV y DIAMENT, 1995). En estas zonas débiles, los procesos de *creep*, o fluencia lenta, relajan los esfuerzos y, aunque mantienen la coherencia de la litosfera y, por lo tanto, no son efectivas para transmitir esfuerzos elásticos. Solo los sectores suficientemente rígidos, englobados bajo el concepto de [litosfera elástica](#), almacenan los esfuerzos elásticos. Debido a esta zonación reológica, la mayor parte de la litosfera es asísmica y sólo en la parte frágil superior se puede desarrollar una actividad sísmica importante. Hay una segunda capa más profunda y resistente en la parte mantélica de la litosfera continental donde ocasionalmente se producen terremotos (CHEN y MOLNAR, 1983). Ambas constituyen la [litosfera sismogénica](#).

La litosfera puede deformarse por flexión como respuesta a diferentes tipos de cargas verticales y horizontales (por acumulación de sedimentos, edificios volcánicos, hielo, intrusiones magmáticas, o cargas tectónicas...) debido a su rigidez flexural (WATTS, 2001; TURCOTTE y SCHUBERT, 2002). Las diferencias en la intensidad de la deformación de la litosfera continental entre las provincias tectónicas antiguas y jóvenes se han relacionado precisamente con variaciones en la resistencia litosférica (WATTS y BUROV, 2003; PÉREZ-GUSSINYÉ y WATTS, 2005; CLOETINGH *et al.*, 2005; TESAURO *et al.*, 2007). La estimación de la resistencia/rigidez se puede abordar mediante distintas metodologías que resuelven su distribución con la profundidad (perfiles de resistencia), o bien calculando los valores de [resistencia integrada](#), [espesor elástico efectivo](#), y/o [espesor sismogénico](#) (RANALLI y MURPHY, 1987; KOHLSTEDT *et al.*, 1995; BUROV y DIAMENT, 1995; MAGGI *et al.*, 2000; JACKSON, 2002; WATTS y BUROV, 2003; HANDY y BRUN, 2004; PÉREZ-GUSSINYÉ y WATTS, 2005; CLOETINGH *et al.*, 2005). Sin embargo, puesto que los resultados obtenidos con esta variedad de métodos pueden ser diferentes, sus interpretaciones pueden llegar a ser, también, bastante controvertidas. Este intenso debate científico afecta, tanto al modelo de resistencia que se supone debe tener la litosfera, como a la estimación y el significado concreto de los conceptos de espesor elástico efectivo y de espesor sismogénico.

Los perfiles de resistencia se fundamentan en las leyes empíricas del comportamiento frágil y viscoso de las rocas y minerales característicos de la corteza y el manto (GOETZE y EVANS, 1979; CHEN y MOLNAR, 1983; RANALLI y MURPHY, 1987; SIBSON, 1986; Kohlstedt *et al.*, 1995). Por lo tanto, la estructura, la composición y la temperatura de la litosfera, así como la presencia de fluidos y la velocidad de la deformación, determinan su resistencia (BRACE y KOHLSTEDT, 1980; RANALLI y MURPHY, 1987; CARTER y TSENN, 1987; KOHLSTEDT *et al.*, 1995). Debido a estos condicionantes y a diversas observaciones geológico-geofísicas, se han propuesto dos modelos diferentes para explicar la resistencia de la litosfera continental, conocidos

como *jelly sandwich* (sándwich de gelatina) (CHEN y MOLNAR, 1983; RANALLI y MURPHY, 1987; KOHLSTEDT *et al.*, 1995; BUROV y DIAMENT, 1995; WATTS y BUROV, 2003; AFONSO y RANALLI, 2004; BUROV y WATTS, 2006; BUROV, 2010) y *crème brûlée* (crema catalana) (MAGGI *et al.*, 2000; JACKSON, 2002; AFONSO y RANALLI, 2004). El empleo de uno u otro modelo tiene distintas implicaciones geodinámicas. La diferencia fundamental reside en el tipo de manto litosférico, de tal manera que este es muy resistente en el primero, mientras que en el segundo apenas contribuye a la resistencia litosférica. Dentro de este contexto, es inevitable que la construcción de las curvas de resistencia se vea afectada por las incertidumbres en la determinación de los parámetros reológicos y por la caracterización de la estructura litosférica (FERNÁNDEZ y RANALLI, 1997; RANALLI, 2003; BUROV, 2003).

De manera paralela al debate sobre el modelo de resistencia, se ha generado también una fuerte discusión relacionada con el espesor elástico efectivo y el espesor sismogénico. Algunos investigadores indican que ambos parámetros son representativos de la resistencia de la litosfera continental (MAGGI *et al.*, 2000; JACKSON, 2002), mientras que otros puntualizan que aportan aspectos diferentes del comportamiento de la litosfera frente a las deformaciones (WATTS y BUROV, 2003; BUROV y WATTS, 2006; BUROV, 2010): el espesor elástico efectivo refleja la resistencia integrada de la litosfera frente a cargas de larga duración que producen su flexión, mientras que el espesor sismogénico muestra la resistencia de la corteza superior que responde mediante fracturación y sismicidad a cargas históricas. Sin embargo, hay que señalar que aunque tradicionalmente se ha utilizado la distribución en profundidad de los terremotos para delimitar los niveles afectados por la deformación frágil (MEISSNER y STREHLAU, 1982; CHEN y MOLNAR, 1983; SIBSON, 1986; WATTS y BUROV, 2003; Aldersons *et al.*, 2003), también hay discrepancias en la comunidad científica sobre la sencillez del criterio friccional y la utilidad de las curvas de resistencia para explicar satisfactoriamente el fenómeno sísmico (SCHOLZ, 1998; HANDY y BRUN, 2004; FERNÁNDEZ-IBÁÑEZ y SOTO, 2008; BIZZARRI, 2009).

## CALOR Y TEMPERATURA

La pérdida de calor desde el interior de la Tierra es la fuente de energía responsable de los cambios que experimenta la litosfera, así como de sus desplazamientos horizontales (y verticales) dentro del marco de la tectónica de placas. Este hecho, unido a que la temperatura condiciona el comportamiento reológico de las rocas, hace necesario que se deba conocer la estructura térmica de la litosfera antes de analizar sus procesos mecánicos. El calor del interior terrestre se origina, principalmente, por la desintegración de isótopos radiactivos, y por el enfriamiento de la Tierra. El transporte de la energía térmica hasta la superficie se realiza fundamentalmente de dos modos diferentes: por conducción y por convección.

La transferencia de **calor conductivo** se produce por difusión de la energía cinética a través de las colisiones moleculares, en un medio en el que hay variaciones espaciales

de temperatura. En cambio, el transporte de **calor por convección** se realiza mediante el propio movimiento del medio. En la litosfera predominan los procesos de conducción del calor radiactivo y del calor procedente del manto. Mientras que en la astenosfera, el proceso dominante es la convección.

A continuación, se detallan los principios que rigen la transferencia de calor en la litosfera continental (conducción y producción de calor radiactivo) y los aspectos relacionados con el cálculo de geotermas continentales (BEARDSMORE y CULL, 2001; STÜWE, 2002; TURCOTTE y SCHUBERT, 2002).

### Conducción del calor

La relación básica para el transporte de calor por conducción es la **primera ley de Fourier de conducción de calor**. Establece que el flujo de calor  $q$  ( $W m^{-2}$ ) es directamente proporcional al gradiente de temperatura  $dT/dy$  ( $K m^{-1}$ ):

$$[1] \quad q = -k \frac{dT}{dy}$$

donde  $T$  es la temperatura absoluta (K),  $y$  es la profundidad o la coordenada espacial (m), y  $k$  es la conductividad térmica o la constante de proporcionalidad ( $W m^{-1} K^{-1}$ ) (Fig. 1). Esta ecuación permite determinar el flujo de calor en superficie a partir del gradiente térmico estimado en cuevas, minas o sondeos, y de la conductividad térmica de las rocas, determinada en laboratorio.

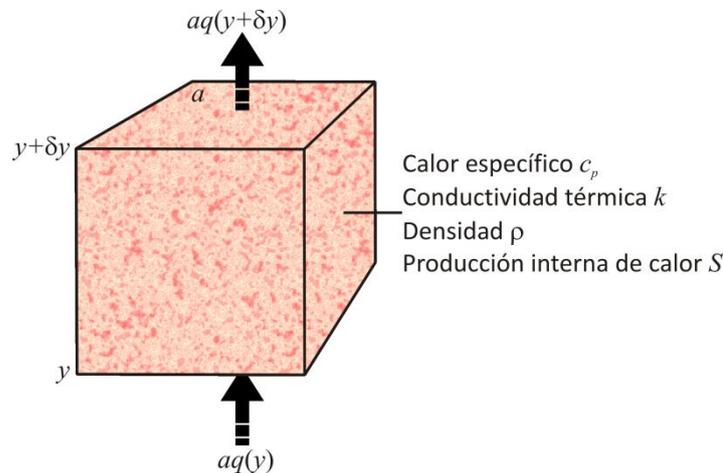


Figura 1. Flujo de calor  $q$  a través de un volumen de roca de espesor  $\delta y$  y sección  $a$ . El calor se conduce solamente a través de la cara inferior y superior (perfectamente 1D).

El equilibrio energético térmico se describe mediante la **segunda ley de Fourier**, que establece que la variación de temperatura de una roca en el tiempo ( $\partial T / \partial t$ ) es proporcional a la variación de su contenido de calor ( $\partial q / \partial y$ ):

$$[2] \quad \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial q}{\partial y}$$

donde  $t$  es el tiempo (s),  $\rho$  la densidad ( $\text{kg m}^{-3}$ ),  $c_p$  el calor específico ( $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ ), y  $\hat{d}q = q_{out} - q_{in}$  es la diferencia entre el flujo de calor que entra y sale de un medio. El contenido de calor volumétrico  $H$  ( $\text{J m}^{-3}$ ) se define como  $H = T\rho c_p$ .

Sustituyendo la ley de Fourier de conducción de calor [1] en la de equilibrio energético [2] se obtiene la [ecuación de difusión o de conducción de calor](#), que es fundamental para entender el transporte de calor en la litosfera:

$$[3] \quad \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial \left( k \frac{\partial T}{\partial y} \right)}{\partial y}$$

Si la conductividad térmica es independiente de la profundidad:

$$[4] \quad \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad \text{o} \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$$

donde  $\kappa = k/(\rho c_p)$  es la difusividad térmica ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ). Según la ecuación [4], la tasa de variación de la temperatura es proporcional a la curvatura espacial del perfil de temperatura. Puesto que la ecuación de difusión contiene un equilibrio energético, no se puede ganar o perder energía por el proceso de difusión. Por tanto, si una roca se enfría por conducción, lo hace perdiendo calor en los límites del modelo, no por la propia conducción.

Puesto que la derivada [4] es lineal, la conducción de calor en tres direcciones del espacio será la suma de la conducción de calor en las componentes individuales direccionales:

$$[5] \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right)$$

Hay situaciones en las que no interesa conocer la variación temporal de la temperatura sino el perfil de la temperatura en su estado estable:  $\partial T/\partial t = 0$ . Al hacer esta suposición, se obtiene la [ecuación de Laplace](#):

$$[6] \quad \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$$

Esta ecuación es extremadamente importante para resolver problemas geológicos tales como el cálculo de geotermas estables.

## Producción de calor

La tasa de variación de temperatura debido a la producción de calor se puede describir como:

$$[7] \quad \frac{dT}{dt} = \frac{S}{\rho c_p}$$

donde  $S$  es la tasa volumétrica de producción de calor ( $\text{W m}^{-3}$ ). Si  $S > 0$ , se genera calor y las rocas aumentan su temperatura.

Se puede completar la ecuación del equilibrio energético térmico [4] incluyendo la producción de calor (Fig. 1):

$$[8] \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{S}{\rho c_p}$$

La producción de calor tiene tres contribuciones: el calor radiactivo, el calor mecánico, y el calor químico. El calor radiactivo se produce durante la desintegración de los isótopos  $^{235}\text{U}$  y  $^{238}\text{U}$  de uranio,  $^{232}\text{Th}$  de torio y  $^{40}\text{K}$  de potasio en la corteza y en el manto. El calor mecánico (por fricción o por cizalla) se origina a partir de la energía utilizada para deformar las rocas. Por último, el calor químico está relacionado con reacciones químicas exotérmicas.

La producción de calor radiactivo es la que contribuye de manera más importante al volumen de calor de la corteza. Los isótopos radiactivos tienden a concentrarse en la corteza superior, porque son muy ligeros, como el potasio, o porque son elementos incompatibles que se incorporan a los fluidos graníticos, como el uranio y el torio. Sin embargo, su distribución vertical es extremadamente variable. Se puede considerar que la producción de calor radiactivo disminuye de manera exponencial con la profundidad:

$$[9] \quad S_{(z)} = S_0 e^{\left(\frac{-y}{h_r}\right)}$$

donde  $h_r$  es la profundidad de disminución gradual característica de la producción de calor. De tal manera que en  $y = h_r$ , la producción de calor es  $1/e$  de la producción de calor en superficie  $S_0$ . Al sustituir esta ecuación en la del equilibrio energético [8] y realizar la integración correspondiente, se obtiene la siguiente relación lineal entre flujo y producción de calor superficial (Roy *et al.*, 1968; Lachenbruch, 1968, 1970):

$$[10] \quad q_s = q_m + q_{rad} = q_m + h_r S_0$$

donde  $q_s$  es el flujo de calor superficial,  $q_m$  el flujo de calor residual mantélico y  $q_{rad}$  el flujo de calor radiactivo.

### Geotermas continentales

La geoterma es la función que describe la temperatura en la litosfera en función de la profundidad. Si se asume que  $\partial T/\partial t = 0$  en la ecuación del equilibrio térmico [8] se obtiene:

$$[11] \quad k \frac{d^2 T}{dy^2} = -S$$

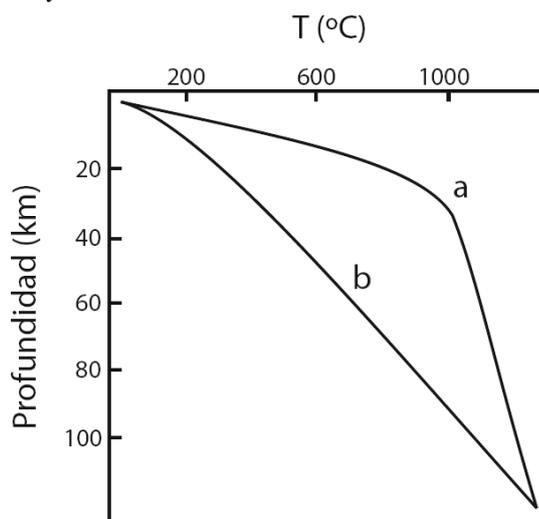


Figura 2. Ejemplos de geotermas continentales fijando como condición de contorno una temperatura de 1.280 °C en la base de la litosfera, y asumiendo que la corteza tiene un espesor de 35 km,  $S_0 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ W m}^{-3}$  y  $k = 2 \text{ J s}^{-1} \text{ m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . La geoterma "a" se ha calculado con una producción de calor constante en la corteza y sin producción de calor en el manto. En cambio, para la geoterma "b" se ha supuesto una disminución exponencial de calor radiactivo ( $h_r = 10 \text{ km}$ ) (modificado de Stüwe, 2002).

La integración de esta ecuación es la base para obtener diferentes soluciones analíticas de [geotermas estables](#) de la litosfera continental en función de las condiciones de contorno impuestas en los límites (temperatura o flujo de calor) (Fig. 2) (Stüwe, 2002). Estas geotermas se forman por equilibrio térmico de la litosfera y se encuentran en regiones que han tenido al menos 100 M.a. para equilibrarse y que no han cambiado de espesor en ese tiempo. Sin embargo, el cálculo de geotermas estables en orógenos puede ayudar a estimar unas temperaturas potenciales, máxima y mínima (Sandiford y Powell, 1990). Lachenbruch (1968, 1970) propone las siguientes aproximaciones para estimar el valor de la temperatura de una capa, que ha sido ampliamente utilizada (ver por ejemplo Tejero y Ruiz, 2002), teniendo en cuenta una disminución exponencial de la producción de calor con la profundidad [12] o una producción de calor constante [13]:

$$[12] \quad T = T_0 + \frac{F_r}{k} y + \frac{S h_r^2}{k} \left[ 1 - \exp\left(\frac{-y}{h_r}\right) \right]$$

$$[13] \quad T = T_0 + \frac{F_0}{k} y - \frac{S}{2k} y^2$$

donde  $T_0$  es la temperatura en la parte superior de la capa,  $F_r$  es el flujo de calor reducido o en la base de la capa (equivalente a  $q_m$  en la ecuación [10]),  $F_0$  es el flujo de calor en el techo de la capa (equivalente a  $q_s$  en [10]) y  $S$  se obtiene a partir de [9].  $F_r$  en la base del manto litosférico se calcula mediante [10], mientras que en la base de la corteza superior, media e inferior es:

$$[14] \quad F_r = F_0 - S_0 h_r \left[ 1 - \exp\left(\frac{-y}{h_r}\right) \right]$$

Por otro lado, Lachenbruch y Morgan (1990) proponen la siguiente expresión para ajustar el régimen de temperaturas previamente obtenido con la elevación de la topografía superficial  $e$ :

$$[15] \quad e = H_c + H_m + H_0$$

donde  $H_c$  representa la contribución de la corteza a la flotabilidad de la litosfera,  $H_m$  la contribución del manto, y  $H_0$  es la altura de flotabilidad del nivel del mar por encima de una superficie astenosférica libre, que toma un valor constante de 2,4 km.

Las contribuciones cortical y mantélica se estiman respectivamente mediante:

$$[16] \quad H_c = \frac{1}{\rho_a} (\rho_a - \rho_c) b_c$$

$$[17] \quad H_m = -\alpha_v (T_a - \bar{T}_m) b_m$$

donde  $\alpha_v$  es el coeficiente térmico de expansión volumétrica,  $b_m$  el espesor del manto,  $T_a$  la temperatura de la astenosfera (asumiendo un valor constante), y  $\bar{T}_m$  la temperatura media del manto litosférico:

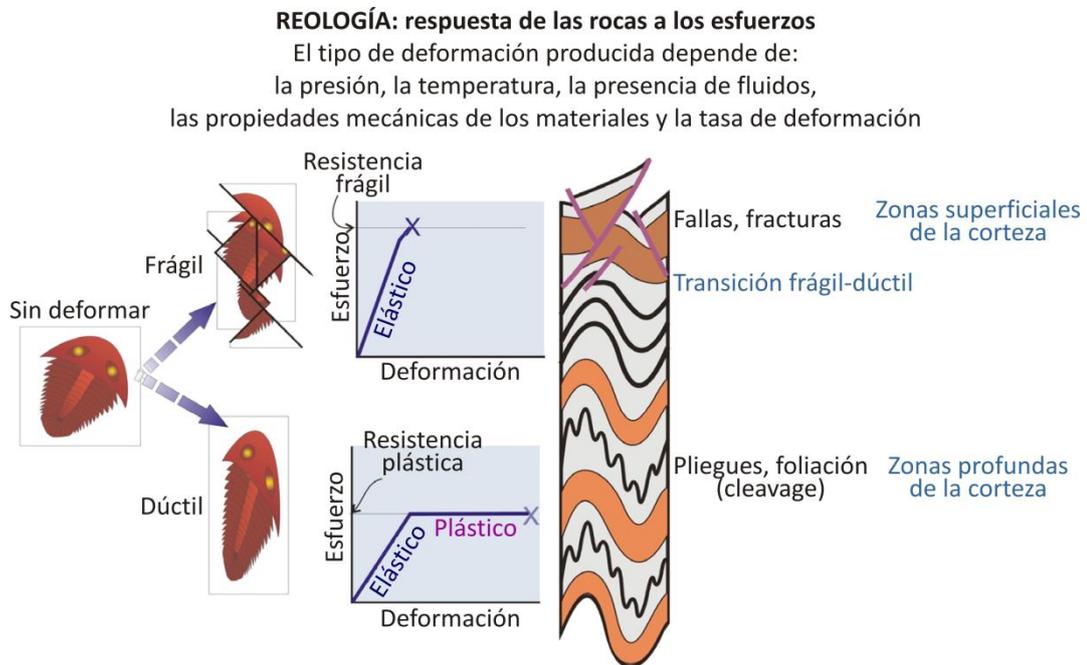
$$[18] \quad \bar{T}_m = \frac{1}{b_m} \int_0^{b_m} T(h) dh$$

donde  $T(h)$  se determina mediante las ecuaciones [12] y [13].

## MODELOS DE COMPORTAMIENTO MECÁNICO

A escala macroscópica, las rocas se pueden describir como un medio continuo en el que se promedian las heterogeneidades y anisotropías asociadas a su naturaleza policristalina. Para analizar su comportamiento mecánico, se utilizan una serie de reglas matemáticas, conocidas como **leyes de deformación, de flujo o constitutivas**, que relacionan los esfuerzos con las deformaciones. A escalas de tiempo geológico y de dimensión litosférica, los dos mecanismos de deformación principales son la

deformación elástica y la deformación viscosa (Fig. 3). Ambos son necesarios para comprender aspectos tales como la resistencia de la litosfera, su equilibrio flexural, o su deformación como respuesta a las fuerzas a las que está sometida mediante relaciones de equilibrio mecánico.



**Figura 3. Modelos de deformación de las rocas de la corteza y su relación con las principales estructuras tectónicas.**

Por otro lado, existen una serie de relaciones que describen el estado de esfuerzos en el que se produce la deformación permanente del material, bajo niveles de esfuerzo alto o temperaturas próximas al *solidus*, sin especificar su deformación o tasa de deformación. Así la **deformación frágil** y la **deformación plástica** proporcionan respectivamente los esfuerzos en los que se produce la fracturación y la deformación permanente sin fracturación (Fig. 3). Los esfuerzos límites en los que se originan estos procesos constituyen la resistencia del material. Puesto que estos mecanismos no relacionan esfuerzos con deformaciones, no constituyen leyes de flujo (Twiss y Moores, 1992).

A menudo, la deformación viscosa se denomina también como **dúctil**. Esta terminología puede ser confusa ya que también se suele emplear para describir mecanismos plásticos en los que se produce la deformación permanente del material sin fracturación.

Una de las principales razones para estudiar el comportamiento mecánico de las rocas es que constituye la base para formular descripciones dinámicas de la litosfera. Si estos modelos reproducen las características observadas de manera precisa y fiable, permitirán interpretar los procesos tectónicos a gran escala y las condiciones naturales de deformación. En concreto, en este apartado se describen los aspectos teóricos sobre

los principales modelos de comportamiento: elástico, viscoso, frágil y plástico (Jaeger y Cook, 1969; Twiss y Moores, 1992; Engelder, 1993; Ranalli, 1995; Stüwe, 2002; Turcotte y Schubert, 2002).

### Deformación elástica

La deformación elástica se caracteriza por una proporcionalidad entre el esfuerzo total  $\sigma$  y la deformación  $\varepsilon$ . Al aplicar una fuerza, las rocas o sólidos se deforman de manera finita, y cuando esa fuerza se elimina, recuperan su forma original. El comportamiento elástico se produce a temperaturas y presiones bajas con tasas de deformación altas, y procede de las fuerzas interatómicas de atracción y repulsión que mantienen cada átomo en su posición de la red. La litosfera es capaz de transmitir esfuerzos a lo largo de grandes distancias, y una manera de determinar estos estados de esfuerzos es precisamente a través de su comportamiento elástico.

En materiales isotrópicos, aproximación utilizada normalmente para la corteza y el manto, y estados de esfuerzo triaxiales, las ecuaciones generales de la elasticidad son:

$$[19] \quad \varepsilon_1 = \frac{1}{E} \sigma_1 - \frac{\nu}{E} \sigma_2 - \frac{\nu}{E} \sigma_3$$

$$[20] \quad \varepsilon_2 = -\frac{\nu}{E} \sigma_1 + \frac{1}{E} \sigma_2 - \frac{\nu}{E} \sigma_3$$

$$[21] \quad \varepsilon_3 = -\frac{\nu}{E} \sigma_1 - \frac{\nu}{E} \sigma_2 + \frac{1}{E} \sigma_3$$

$\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$  son los ejes principales de deformación, y  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  los ejes principales de esfuerzo. La magnitud de la deformación elástica paralela al esfuerzo aplicado es inversamente proporcional a la constante  $E$ , conocida como módulo de Young (Pa). En las otras dos direcciones, hay que incluir una constante elástica adimensional, el coeficiente de Poisson  $\nu$ , que describe la relación existente entre las deformaciones perpendiculares a las cargas aplicadas y las deformaciones paralelas a dichas cargas.

Las ecuaciones [19] a [21] también se pueden escribir de forma inversa como:

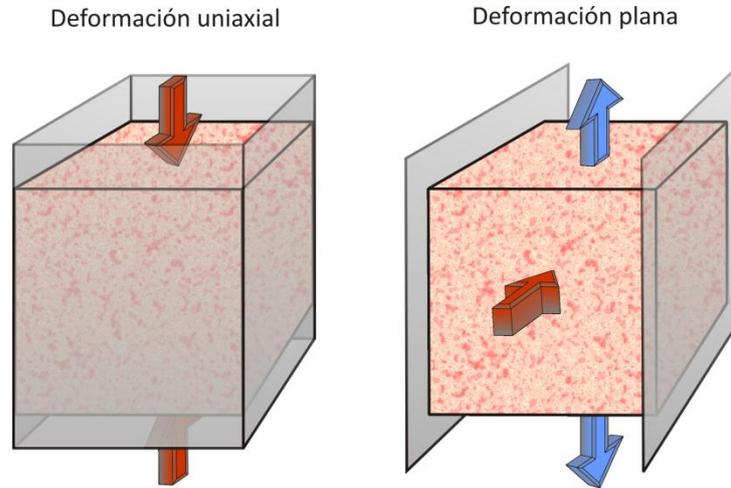
$$[22] \quad \sigma_1 = (\lambda + 2G)\varepsilon_1 + \lambda\varepsilon_2 + \lambda\varepsilon_3$$

$$[23] \quad \sigma_2 = \lambda\varepsilon_1 + (\lambda + 2G)\varepsilon_2 + \lambda\varepsilon_3$$

$$[24] \quad \sigma_3 = \lambda\varepsilon_1 + \lambda\varepsilon_2 + (\lambda + 2G)\varepsilon_3$$

donde las propiedades del material  $\lambda$  y el módulo de rigidez  $G$  son los parámetros de Lamé. Desde un punto de vista geológico, las deformaciones y esfuerzos compresivos son tratados como positivos, y las deformaciones y esfuerzos extensionales como negativos (esta convención es la contraria a la que se adopta en ingeniería civil).

En el estado de **deformación uniaxial**, únicamente una de las deformaciones principales es distinta de cero (Fig. 4). Si  $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 0$ , las ecuaciones [19] a [21] quedan como:



**Figura 4. Modelos de deformación uniaxial, con todos los límites verticales fijos, y deformación plana, únicamente con dos límites verticales fijos.**

$$[25] \quad \sigma_1 = \frac{(1-\nu)E\varepsilon_1}{(1+\nu)(1-2\nu)}$$

$$[26] \quad \sigma_2 = \sigma_3 = \frac{\nu}{(1-\nu)}\sigma_1$$

y las ecuaciones [22] a [24] como:

$$[27] \quad \sigma_1 = (\lambda + 2G)\varepsilon_1$$

$$[28] \quad \sigma_2 = \sigma_3 = \lambda\varepsilon_1 = \frac{\lambda}{(\lambda + 2G)}\sigma_1$$

En deformación uniaxial, se pueden establecer las siguientes relaciones entre los distintos parámetros elásticos:

$$[29] \quad \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + G)}$$

$$[30] \quad E = \frac{G(3\lambda + 2G)}{(\lambda + G)}$$

$$[31] \quad G = \frac{E}{2(1+\nu)}$$

$$[32] \quad \lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$$

En la **deformación plana** se asume que la deformación es bidimensional, no existiendo desplazamientos ni deformaciones perpendiculares al plano considerado, y que los esfuerzos son tridimensionales, de tal manera que los esfuerzos perpendiculares al plano no son constantes (Fig. 4). Si  $\varepsilon_3 = 0$ , [19] a [21] se reducen a:

$$[33] \quad \sigma_1 = (\lambda + 2G)\varepsilon_1 + \lambda\varepsilon_2$$

$$[34] \quad \sigma_2 = \lambda\varepsilon_1 + (\lambda + 2G)\varepsilon_2$$

$$[35] \quad \sigma_3 = \lambda\varepsilon_1 + \lambda\varepsilon_2$$

A partir de la ecuación [21]:

$$[36] \quad \sigma_3 = \nu(\sigma_1 + \sigma_2)$$

Esta puede utilizarse junto con las ecuaciones [19] a [20] para describir:

$$[37] \quad \varepsilon_1 = \frac{(1+\nu)}{E} \{ \sigma_1(1-\nu) - \nu\sigma_2 \}$$

$$[38] \quad \varepsilon_2 = \frac{(1+\nu)}{E} \{ \sigma_2(1-\nu) - \nu\sigma_1 \}$$

Si todos los esfuerzos principales son iguales, el estado de esfuerzos es **isótropo**, y los esfuerzos principales son equivalentes a una presión:

$$[39] \quad \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 \equiv p$$

Cada una de las componentes de deformación principal es igual a un tercio de la dilatación  $\Delta$  o cambio fraccional de volumen:

$$[40] \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 1/3\Delta$$

Hasta ahora se ha asumido que las deformaciones están asociadas exclusivamente a los esfuerzos. Sin embargo, cuando hay variaciones de temperatura  $\Delta T$  también se modifica el volumen de las rocas. Las **deformaciones térmicas** se obtienen mediante las siguientes relaciones:

$$[41] \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = -\frac{1}{3}\alpha_v\Delta T$$

$$[42] \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = -\alpha_l\Delta T$$

donde  $\alpha_v$ , o coeficiente volumétrico de expansión térmica ( $K^{-1}$ ), es el cambio de volumen al variar la temperatura siendo la presión constante, y  $\alpha_l$  es el coeficiente lineal de expansión térmica ( $K^{-1}$ ), que proporciona el cambio de deformación en el material por cada grado de cambio de temperatura. Para determinar la deformación total de un cuerpo hay que añadir las ecuaciones [41] ó [42] a las ecuaciones [19] a [21].

## Deformación viscosa

La deformación viscosa se caracteriza porque hay una proporcionalidad entre esfuerzo de cizalla  $\tau$  y tasa de deformación  $\dot{\epsilon}$ . Los materiales viscosos fluyen cuando se les aplica una fuerza, pero no recuperan su configuración indeformada (forma) cuando la fuerza se elimina. Este comportamiento se activa térmicamente, es decir, hay que superar una barrera energética. Cuando la temperatura representa una fracción significativa de la temperatura de fusión, algunos átomos y dislocaciones tienen suficiente energía para comenzar a ser lo suficientemente móviles y producir, entonces, una deformación lenta y constante, o *creep*. El comportamiento fluido (viscoso) del manto es responsable, entre otros procesos, de la convección mantélica y, en definitiva, de la estructura térmica de la Tierra y del proceso al que llamamos tectónica de placas.

El *creep* se produce mediante distintos tipos de mecanismos que dependen, principalmente, de las condiciones de presión y temperatura, p.ej. difusión, dislocación, disolución. Si los esfuerzos son bajos, se produce el *creep de Herring-Nabarro* o *creep por difusión*, que supone la difusión de los átomos en el interior de los cristales a través de las vacancias. Este proceso también puede desencadenarse a lo largo de los bordes de grano, y se conoce como *creep de Coble*. La difusión se caracteriza por una relación lineal entre  $\tau$  y  $\dot{\epsilon}$  que se cuantifica mediante el coeficiente de viscosidad dinámica  $\eta$  (Pa s). En este caso, los sólidos se denominan como *fluidos newtonianos*. Si los esfuerzos son más elevados, predomina el *creep por dislocación*. El movimiento de dislocaciones en la estructura cristalina produce un comportamiento *fluido no-lineal* o *no-newtoniano*. Por último, a temperaturas y presiones relativamente bajas, se puede desarrollar el *creep por disolución por presión*. Este mecanismo implica la presencia de una película fluida intergranular procedente de la disolución de bordes de granos en zonas de alta presión y desde la que se produce la precipitación mineral en zonas de baja presión. A continuación se describe más en detalle el *creep* por dislocación, puesto que es el mecanismo más utilizado para caracterizar la resistencia de la litosfera.

Mediante el *creep por dislocación*, las rocas se deforman más rápidamente que un fluido newtoniano, siguiendo una *ley potencial de esfuerzos*:

$$[43] \quad \tau_{xx}^n = A_{eff} \dot{\epsilon}_{xx} = -A_{eff} \dot{\epsilon}_{yy}$$

donde las constantes del material son  $n$ , el exponente de la ley potencial, y  $A_{eff}$ , equivalente a la viscosidad  $\eta$  pero con unidades de  $\text{Pa}^n \text{ s}$ . En analogía con un fluido newtoniano, es posible derivar una viscosidad efectiva  $\eta_{eff}$ :

$$[44] \quad \eta_{eff} = \frac{\tau}{2\dot{\epsilon}_{xx}} = \frac{1}{2} A_{eff}^{-1/n} \times \dot{\epsilon}_{xx}^{((1/n)-1)} = \frac{RTb^*G^2}{24V_a D_0} \frac{1}{\tau_{xx}^2} e^{\left(\frac{E_a + pV_a}{RT}\right)}$$

donde el factor 2 resulta de la definición de tasa de deformación que generalmente se utiliza en Geodinámica,  $R$  es la constante de Boltzmann o constante de gas universal

( $8.314510 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ),  $T$  es la temperatura absoluta (K),  $b^*$  la magnitud del vector de Burgers (m) para las dislocaciones,  $G$  el módulo de cizalla [31],  $V_a$  es el volumen de activación por mol ( $\text{m}^3 \text{ mol}^{-1}$ ),  $D_0$  es el factor de frecuencia ( $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$ ) del coeficiente de difusión de los átomos,  $E_a$  es la energía de activación por mol ( $\text{J mol}^{-1}$ ) y  $p$  es la presión (Pa). El término  $E_a + pV_a$  se corresponde con la energía de activación  $Q$  ( $\text{J mol}^{-1}$ ). En la ecuación, el esfuerzo de cizalla máximo  $\tau_{\max}$  es equivalente al esfuerzo diferencial  $\sigma_d = \sigma_1 - \sigma_3$ .

La reología de las rocas que se comportan como fluidos no-newtonianos se describe empíricamente mediante diversas formulaciones que muestran diferentes relaciones entre la tasa de deformación y el esfuerzo. Estos experimentos implican una deformación continua y lenta de las muestras, tanto a esfuerzo constante (experimentos de *creep*), como a velocidad de deformación constante (próxima a  $10^{-7} \text{ s}^{-1}$ ). Cuando la temperatura excede la mitad del valor de la temperatura de fusión, la deformación de una roca puede alcanzar una velocidad constante. Este estado se conoce como *creep* secundario y representa los procesos de deformación terrestres que se prolongan durante grandes periodos de tiempo. Bajo un régimen de esfuerzos moderados (20-200 MPa), la relación empírica que explica este comportamiento es la [ley de Dorn](#), formulada en términos de esfuerzos diferenciales  $\sigma_d$  en lugar de esfuerzos de cizalla  $\tau$ :

$$[45] \quad \dot{\epsilon}_{xx} = -\dot{\epsilon}_{yy} = \sigma_d^n A e^{-Q/RT} \quad \text{o} \quad \sigma_d = \left( \frac{\dot{\epsilon}_{xx}}{A} \right)^{(1/n)} e^{(Q/nRT)}$$

donde la constante del material  $A$  tiene unidades de  $\text{Pa}^{-n} \text{ s}^{-1}$ . Para exponentes mayores que 1, la ley de Dorn se denomina simplemente [ley potencial](#).

Si el régimen de esfuerzos es elevado (>200 MPa), la velocidad de deformación es más sensible a los esfuerzos diferenciales y menos dependiente de la temperatura. GOETZE (1978) sugirió una [ley exponencial](#) para describir el comportamiento del olivino por encima de 200 MPa. Si la temperatura del material es menor que la mitad de su temperatura de fusión, el *creep* se aproxima a una [ley logarítmica](#), en la que la deformación total aumenta con el logaritmo del tiempo.

### Deformación frágil

La deformación frágil constituye la pérdida de cohesión del material cuando los esfuerzos alcanzan el valor límite representado por su resistencia. A presiones de confinamiento y temperaturas bajas, si los esfuerzos diferenciales son elevados, las rocas no pueden compensar los esfuerzos de manera elástica. Se produce entonces su deformación permanente mediante la creación de nuevas fallas y fracturas (criterio de Navier-Coulomb, fallas neoformadas) o mediante el deslizamiento a lo largo de fracturas existentes (ley de Amonton, fallas reactivadas).

El [criterio de Navier-Coulomb](#) establece que la resistencia frágil  $\tau_c$  de un material sin fracturas depende de los esfuerzos normales aplicados  $\sigma_n$ , y de las constantes del material conocidas como cohesión,  $\sigma_o$ , y coeficiente de fricción interna,  $\mu$ :

$$[46] \quad \tau_c = \sigma_o + \mu\sigma_n$$

La cohesión es la resistencia a la rotura por cizalla a lo largo de un plano sobre el que el esfuerzo normal es cero, y bajo esfuerzos geológicos, se suele despreciar. El coeficiente de fricción interna es  $\mu = \tan\phi = -(1/\tan 2\theta)$ , donde  $\phi$  es el ángulo de fricción y  $\theta$  es el ángulo entre el polo del plano y la dirección de máximo esfuerzo principal. Los esfuerzos de cizalla de un material son función del ángulo entre el plano considerado y los esfuerzos principales:

$$[47] \quad \tau_c = \frac{(\sigma_1 - \sigma_3) \times \text{sen}(2\theta)}{2}$$

La presencia de fluidos en los poros de las rocas disminuye la presión de confinamiento y facilita la rotura por cizalla, incluso a grandes profundidades. Los fluidos pueden proceder del agua incorporada en los sedimentos durante su deposición subacuosa, o bien de las reacciones metamórficas de deshidratación. Si se considera su efecto, el criterio de rotura se formula como:

$$[48] \quad \tau_c = \sigma_o + \mu(\sigma_n - P_f) = \sigma_o + \mu\sigma_n(1 - \lambda)$$

donde  $P_f$  es la presión de fluidos en los poros y, si el esfuerzo  $\sigma_n$  es equivalente al esfuerzo vertical litostático  $\sigma_v$  (ver subapartado de esfuerzos elásticos en apartado de reología de la litosfera), entonces  $P_f = \lambda\sigma_v$ .

A presiones confinantes relativamente bajas, la deformación sobre los planos de fracturación se produce mediante deslizamiento friccional siguiendo la [ley de Amonton](#):

$$[49] \quad \tau_c = \mu^* \sigma_n$$

donde  $\mu^*$ , el coeficiente de fricción estática, normalmente es menor que el coeficiente de fricción interna. En algunos casos hay que vencer la resistencia cohesiva de la zona de falla e incluir el efecto de la presión de poros:

$$[50] \quad \tau_c = \sigma_o + \mu^*(\sigma_n - P_f)$$

Cuando la presión de confinamiento es pequeña, el criterio de deslizamiento es menor que el de fracturación y se produce el movimiento friccional a lo largo de los planos de falla. Si la presión confinante se incrementa, el criterio de deslizamiento friccional y el de rotura se cortan, por lo que se requiere menos esfuerzo de cizalla para

formar una fractura nueva que para producir el deslizamiento a lo largo de una existente.

BYERLEE (1978) determinó de manera empírica las relaciones de deslizamiento a partir de datos recopilados de fricción estática (Fig. 5). A profundidades menores de 8 km, el comportamiento de las rocas, excepto aquellas que contienen grandes cantidades de arcilla, se caracteriza por:

$$[51] \quad \tau_c = 0,85\sigma_n \quad \sigma_n < 200 \text{ MPa}$$

mientras que a profundidades mayores, pero por encima de la transición frágil-dúctil (ver subapartado de perfiles de resistencia en apartado de reología de la litosfera), los datos de fricción se ajustan más a la relación:

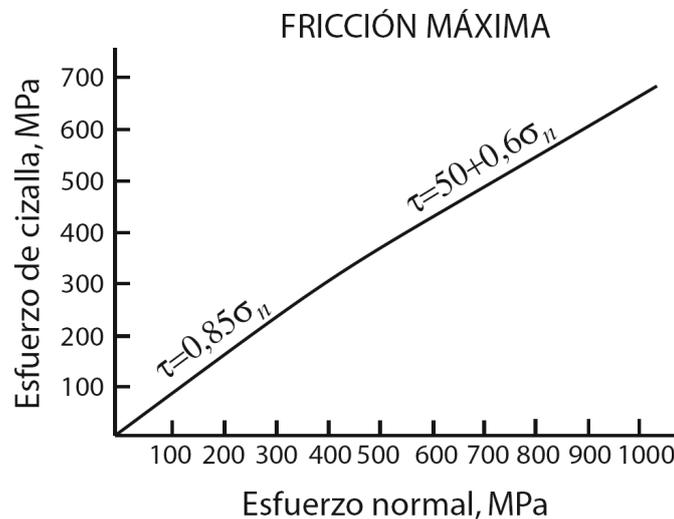


Figura 5. Representación de la ley de BYERLEE (1978) del esfuerzo de cizalla máximo para iniciar el deslizamiento en función del esfuerzo normal en distintos tipos de rocas (calizas, areniscas, granitos, gabros, neisses) (modificada de ENGELDER, 1993).

$$[52] \quad \tau_c = 50 + 0,6\sigma_n \quad 200 < \sigma_n < 2.000 \text{ MPa}$$

Las ecuaciones [46] y [49] describen las relaciones entre los esfuerzos normales y de cizalla, pero no explican la orientación espacial de los planos de fracturación con relación a los esfuerzos principales. SIBSON (1974) estableció los esfuerzos críticos que producen la deformación frágil en cada uno de los tres tipos principales de fallas (Anderson, 1951; ver subapartado de esfuerzos elásticos): fallas inversas ( $\sigma_v = \sigma_3$ ), fallas normales ( $\sigma_v = \sigma_1$ ) y fallas de desgarre  $\sigma_v = \sigma_2 = 0,5(\sigma_1 + \sigma_3)$ . Aunque esta discusión parte de la ley de Amonton [49], se puede aplicar también al criterio de rotura [46], si se considera que la magnitud de la cohesión no es significativa en comparación con el esfuerzo normal y que la fricción interna es aproximadamente igual a la fricción estática.

Si  $R = \sigma_1 / \sigma_3$ , el deslizamiento en función de los esfuerzos principales máximo  $\sigma_1$  y mínimo  $\sigma_3$  se describe como (RANALLI, 1995):

$$[53] \quad R = \left[ (1 + \mu^2)^{1/2} - \mu \right]^2$$

La condición crítica para que se produzca el deslizamiento se puede expresar en función de los esfuerzos principales o de los esfuerzos diferenciales respectivamente como:

$$[54] \quad \sigma_1 \geq R\sigma_3$$

$$[55] \quad (\sigma_1 - \sigma_3) \geq (R-1)\sigma_3$$

A partir de la restricción [55] y teniendo en cuenta el efecto de la presión de fluidos en poros, los regímenes de fracturación se caracterizan por condiciones diferentes (Fig. 6):

- **Fallas inversas.** Puesto que  $\sigma_3 = \rho gy$ , la condición límite es:

$$[56] \quad (\sigma_1 - \sigma_3) \geq (R-1)\rho gy(1-\lambda)$$

- **Fallas normales.** Teniendo en cuenta que  $\sigma_1 = \rho gy$  y que  $\sigma_3 = \sigma_1 / R$ , la condición necesaria es:

$$[57] \quad (\sigma_1 - \sigma_3) \geq [(R-1)/R]\rho gy(1-\lambda)$$

- **Fallas de desgarre.** Si el esfuerzo principal intermedio es  $\sigma_2 = \sigma_3 + \delta(\sigma_1 - \sigma_3)$ , siendo  $\delta$  un factor adimensional  $0 < \delta < 1$ , entonces  $\sigma_3 = \sigma_2 / (1 + \delta(R-1))$  y la condición crítica resultante es:

$$[58] \quad (\sigma_1 - \sigma_3) \geq \frac{R-1}{1 + \delta(R-1)} \rho gy(1-\lambda)$$

Las condiciones [56], [57] y [58] se pueden resumir como:

$$[59] \quad \sigma_d = (\sigma_1 - \sigma_3) \geq \alpha \rho gy(1-\lambda)$$

donde  $\alpha$  es un factor que depende del tipo de falla. Para  $\mu = 0,75$  y  $\delta = 0,5$ , los valores de  $\alpha$  son 3,0, 1,2 y 0,75 respectivamente para fallas inversas, de desgarre y normales (Fig. 6).

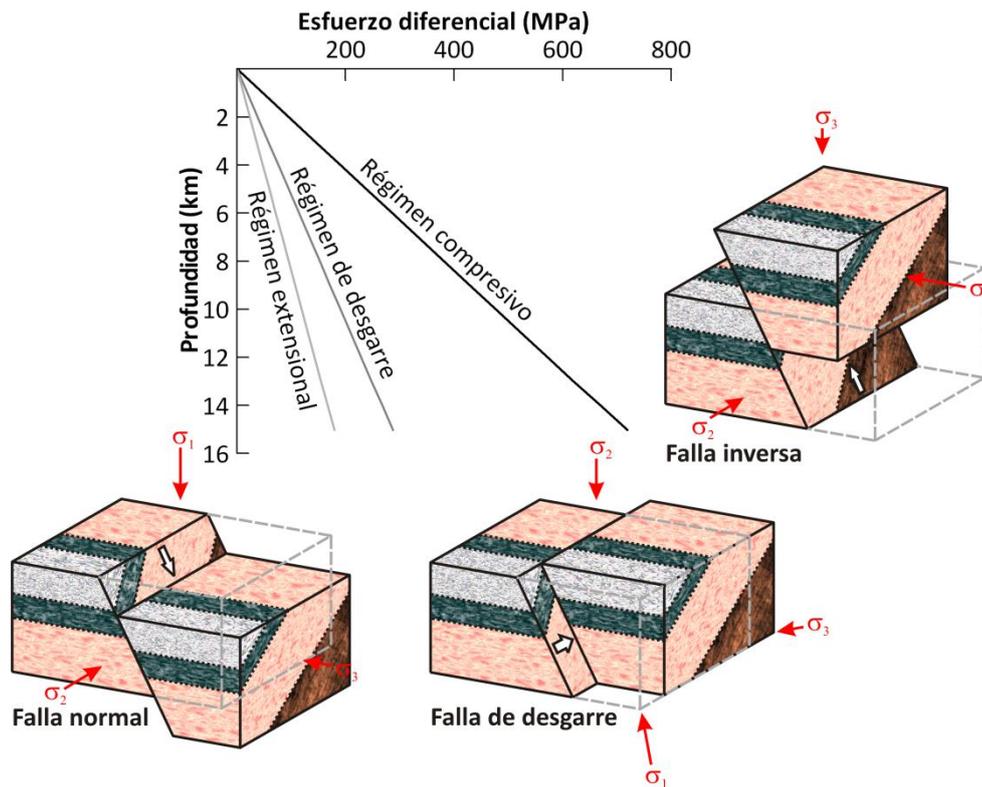


Figura 6. Deformación permanente frágil en función de la profundidad y del régimen tectónico: extensión, cizalla (desgarre) y compresión. La gráfica se ha realizado a partir de la relación [59] para una densidad de  $2.700 \text{ kg/m}^2$  y una presión de poros hidrostática.

### Deformación plástica

La deformación plástica es la deformación permanente del material sin pérdida de cohesión, cuando los esfuerzos alcanzan el esfuerzo crítico que caracteriza su resistencia. Si el material es perfectamente plástico, los esfuerzos durante la deformación no pueden superar este esfuerzo crítico. La transición desde el régimen frágil al plástico se produce a presiones confinantes muy elevadas. Cuando el esfuerzo de cizalla alcanza un valor crítico, se inicia la deformación plástica. El esfuerzo crítico a partir del cual se produce deformación plástica disminuye con el aumento de la temperatura.

Para modelizar este comportamiento en las rocas corticales y mantélicas se emplea una reología **elástica perfectamente plástica (Prandtl)**. Cuando se aplican cargas uniaxiales, los materiales siguen una relación elástica recuperable  $\sigma = E\varepsilon$  hasta que se supera un esfuerzo crítico  $\sigma_0$ . A partir de este momento, el esfuerzo permanece constante  $\sigma = \sigma_0$  y la deformación  $\varepsilon$  tiene un valor arbitrario. Durante la descarga, el material se comporta elásticamente y cuando cesan los esfuerzos aplicados, la deformación elástica se recupera, pero la deformación plástica permanece. En el caso de esfuerzos triaxiales, hay diferentes criterios para establecer la condición límite, aunque

uno de los más utilizados es el **criterio de von Mises**. Este considera que el límite plástico se alcanza cuando el esfuerzo de cizalla en planos de cizalla máxima es  $\tau_c^2$  :

$$[60] \quad \tau_c^2 = (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2$$

La relación [60] en condiciones uniaxiales se formula como:

$$[61] \quad 2\sigma_0^2 = (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2$$

## REOLOGÍA DE LA LITOSFERA

Las relaciones descritas en la sección anterior forman la base de todas las caracterizaciones reológicas de la litosfera. El comportamiento elástico permite explicar procesos geológicos tales como la transmisión de esfuerzos, y las flexiones o curvaturas originadas por el peso de cargas topográficas. Sin embargo, la combinación de las ecuaciones de comportamiento viscoso [45] y de comportamiento frágil [59] describen mejor las deformaciones a escala de tiempo geológico y constituyen la base de muchos modelos cuantitativos sencillos sobre el comportamiento reológico general de la litosfera (BRACE y KOHLSTEDT, 1980). En este apartado se analizan las implicaciones de la reología de la litosfera en su comportamiento flexural, en su estado de esfuerzos elásticos y en su resistencia.

### Comportamiento isostático

La **isostasia** es el concepto que relaciona la distribución vertical de masas con las variaciones de altura de la superficie terrestre, dentro de un estado de equilibrio en el que la litosfera elástica está "flotando" sobre una astenosfera relativamente fluida. Se describe mediante un equilibrio de esfuerzos y, por tanto, es independiente del tiempo. Al considerar el equilibrio isostático se diferencian dos modelos (ENGELDER, 1993; RANALLI, 1995; WATTS, 2001; STÜWE, 2002; TURCOTTE y SCHUBERT, 2002): isostasia local o tipo Airy e isostasia regional o flexural.

El modelo de **isostasia local** supone un equilibrio de esfuerzos exclusivamente en la dirección vertical, y se debe aplicar a regiones grandes respecto al espesor elástico de la litosfera. Se basa en el supuesto de que las columnas litosféricas son independientes entre sí, es decir, los esfuerzos de cizalla en planos verticales no son significativos. Los esfuerzos verticales, o pesos, de todas las secciones se igualan a una profundidad conocida como **profundidad isostática de compensación**. Si se consideran dos secciones *A* y *B* (Fig. 7), la **condición de isostasia** se puede formular como:

$$[62] \quad \sigma_{yy}^A \Big|_{y=y_K} = \sigma_{yy}^B \Big|_{y=y_K}$$

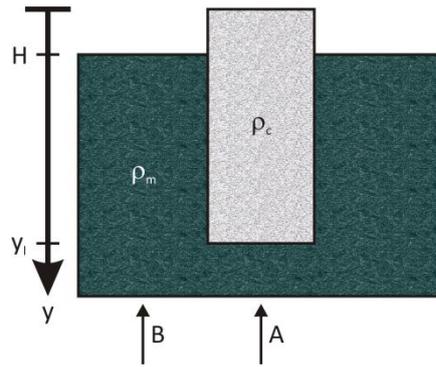


Figura 7. Equilibrio local o tipo Airy: bloque de corteza continental (gris) flotando sobre un manto más denso (verde).

$\sigma_{yy}^A$  y  $\sigma_{yy}^B$  son los esfuerzos verticales respectivos de las secciones  $A$  y  $B$  a una profundidad de compensación isostática  $y = y_k$ . Se asume como profundidad  $y_k$ , aquella por debajo de la cual no hay diferencia de densidad entre ambas secciones  $y_k = y_l$ .

Las fuerzas que ejercen ambas columnas por metro cuadrado hacia abajo resultan ser:

$$[63] \quad \int_0^{y_l} \rho_A(y)gdy = \int_0^{y_l} \rho_B(y)gdy$$

donde  $\rho_A(y)$  y  $\rho_B(y)$  son las densidades de las dos secciones en función de la profundidad  $y$ , el límite inferior de integración 0 corresponde a la superficie superior de la sección más alta, y el límite superior de integración es la profundidad  $y_l$ .

Si se considera que la sección  $A$  tiene una densidad constante  $\rho_c$ , que flota en un medio más denso de densidad constante  $\rho_m$ , y que su altura  $H$  por encima de este medio más denso está condicionada por variaciones de densidad entre materiales diferentes, la ecuación [63] se resuelve como:

$$[64] \quad H = y_l \left( \frac{\rho_m - \rho_c}{\rho_m} \right)$$

Esta relación, equivalente a la ecuación [16], describe la altura equilibrada isostáticamente de la superficie de un cuerpo  $A$  que flota sobre un medio más denso  $B$ . Si una carga topográfica tiene una longitud de onda suficientemente larga (cientos de kilómetros), la litosfera no tiene suficiente rigidez como para soportar dicho peso, y la topografía se compensa por completo; esto es, está en equilibrio isostático local [64]. El grado de compensación de una carga topográfica es la relación entre la flexión de la litosfera y la flexión isostática o máxima.

Los dos modelos de compensación isostática más destacados son los [modelos de Pratt-Hayford](#) y [Airy-Heiskanen](#). Ambos proponen que los cinturones montañosos están en equilibrio isostático y que sus elevaciones son proporcionales al contraste de densidad entre corteza y manto. Pratt-Hayford suponen que las cortezas continentales se extienden hasta la misma profundidad y que las diferencias de altura superficial son consecuencia del contraste horizontal de densidades en la corteza. En cambio, Airy-Heiskanen estiman que la densidad de la corteza es similar en todas las regiones continentales y que las zonas topográficamente más elevadas se compensan en profundidad mediante raíces corticales.

La mayor parte de los rasgos topográficos con una extensión menor de algunos cientos de kilómetros no está completamente en equilibrio local. Estos desequilibrios pueden estar originados por procesos tales como el empuje tectónico en los límites de placas litosféricas o por la convección mantélica en su base. La [isostasia flexural](#) es un equilibrio de fuerzas que incluye los esfuerzos elásticos horizontales y que se utiliza para interpretar la topografía superficial en función de la isostasia local y la flexión elástica.

Mediante el modelo de flexión de placas se puede determinar la curvatura que sufre una placa elástica, cuando está en equilibrio con las fuerzas y torsiones que se ejercen sobre ella (Fig. 8). Se asume que la placa es infinita en la dirección perpendicular a su sección, que tiene un espesor pequeño comparado con su longitud, que los desplazamientos por flexión son pequeños comparados con su longitud, y que las fuerzas que se ejercen sobre ella están en equilibrio. El equilibrio de fuerzas en la vertical y de giros en una placa elástica necesario para compensar el efecto de cualquier carga distribuida vertical hacia abajo  $q(x)$ , por unidad de longitud en  $z$ , es (Fig. 8 A):

$$[65] \quad \frac{d^2M}{dx^2} = -q(x) + P \frac{d^2w}{dx^2}$$

donde el momento de curvatura  $M$ , por unidad de longitud en la dirección  $z$ , que actúa sobre la sección de la placa es el par de torsiones producidas a ambos lados de la carga; y  $P$  es la fuerza horizontal, por unidad de longitud en  $z$ .

El momento de curvatura se obtiene al integrar los esfuerzos normales  $\sigma_{xx}$ , o esfuerzos fibra, en el espesor elástico de la placa  $h$  (Fig. 8 B):

$$[66] \quad M = \frac{-Eh^3}{12(1-\nu^2)} \frac{d^2w}{dx^2}$$

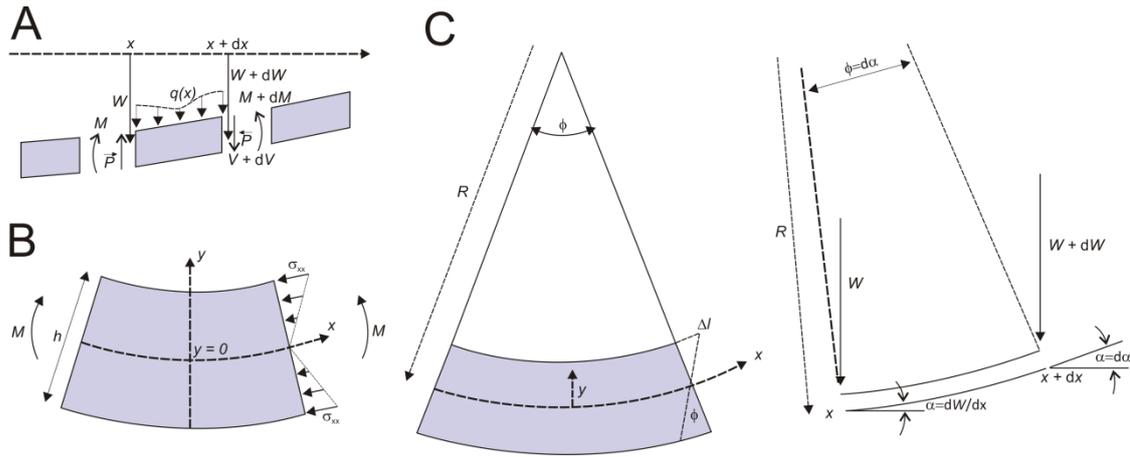


Figura 8. Equilibrio flexural. A) Fuerzas y giros (torsiones) sobre un elemento infinitesimal de una placa elástica flexionada. Las fuerzas se pueden equilibrar verticalmente debido a la tendencia del elemento a rotar (momentos o giros). B) Esfuerzos normales en el extremo de una placa elástica flexionada. Estos esfuerzos normales, o esfuerzos fibra, ejercen un giro alrededor del punto central de la placa, que al integrarlo en la sección proporciona el momento de curvatura. C) Aspectos geométricos de la curvatura de placas. La deformación longitudinal (extensión por debajo del plano neutro de la placa y contracción por encima) depende de la distancia  $y$  al plano neutro de la placa, y del ángulo  $\phi$ ; y la segunda derivada del desplazamiento  $d^2w/dx^2$  proporciona la tasa de cambio de pendiente de la placa, que se relaciona de manera inversa con el radio local de curvatura  $R$  de la placa (modificado de Allen y Allen, 2005).

donde  $w$  es el desplazamiento vertical de la placa por la flexión. El término  $Eh^3/12(1-\nu^2) \equiv D$ , conocido como rigidez flexural, permite expresar la ecuación [66] como:

$$[67] \quad M = -D \frac{d^2w}{dx^2} = \frac{D}{R} = DK$$

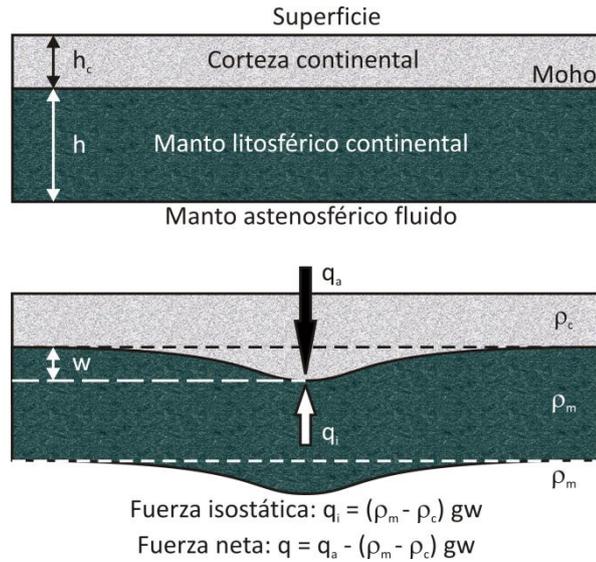
donde  $R$  es el radio local de curvatura de la placa, y  $K$  la curvatura de la topografía (Fig. 8 C).

Al sustituir la ecuación [67] en la de equilibrio [65] se obtiene la ecuación general de la flexión de una placa elástica:

$$[68] \quad D \frac{d^4w}{dx^4} = q(x) - P \frac{d^2w}{dx^2}$$

Para describir el equilibrio isostático flexural de la litosfera continental mediante la ecuación [68], es necesario incluir la fuerza restauradora hidrostática producida por el reemplazo de rocas mantélicas por rocas de menor densidad en la columna vertical y que compensa la carga vertical aplicada  $q_a(x)$  (Fig. 9):

$$[69] \quad q(x) = q_a(x) - (\rho_m - \rho_c)gw$$

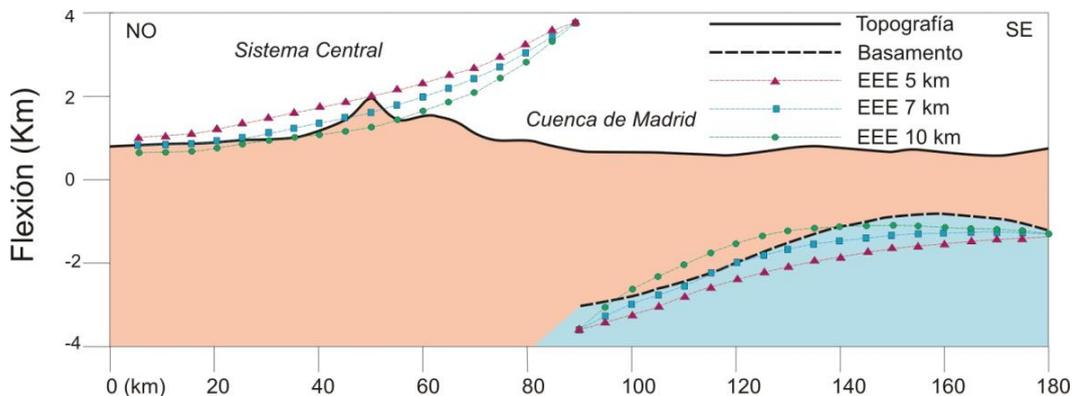


**Figura 9. Modelo para calcular la fuerza restauradora isostática en la base de la corteza continental cuando la flexión que produce una carga  $q_a$  en una placa litosférica elástica, se rellena con un material de igual densidad.**

donde  $\rho_c$  es la densidad de la corteza,  $\rho_m$  es la densidad del manto litosférico, y  $w$  es la flexión del límite corteza-manto. Sustituyendo, la ecuación [69] en la ecuación [68] se obtiene la flexión de la litosfera elástica al incluir las fuerzas de flotabilidad:

$$[70] \quad D \frac{d^4 w}{dx^4} + P \frac{d^2 w}{dx^2} + (\rho_m - \rho_c)gw = q_a(x)$$

Si se conocen las constantes elásticas del material de una placa y se puede derivar su rigidez flexural a partir de su forma [70], la ecuación  $Eh^3/12(1-\nu^2) \equiv D$  puede utilizarse para calcular el espesor elástico efectivo de la litosfera (ver Van Wees et al, 1996, para su cálculo en la Cuenca de Madrid) (Fig. 10).



**Figura 10. Ajuste del espesor elástico efectivo (EEE) para el contacto Sistema Central – Cuenca de Madrid. El mejor valor corresponde a EEE=7 km (Van Wees et al., 1996).**

## Esfuerzos elásticos

El estudio del tipo y la distribución de esfuerzos en la litosfera ha adquirido un papel importante para comprender procesos geodinámicos tales como la formación de cadenas montañosas, la distribución de la sismicidad, o el origen de las fuerzas motrices de la tectónica de placas, entre otros. Diversos aspectos relacionados con el estado de esfuerzos en la litosfera, como son las técnicas de medida de esfuerzos *in situ* (ENGELDER, 1993), resultan de la suposición de que la corteza superior se comporta como un cuerpo elástico lineal (ver subapartado de deformación elástica).

En esta sección se abordan los aspectos relacionados con los estados de referencia de esfuerzos y el estado de esfuerzos real generado por los esfuerzos tectónicos procedentes de los límites de placas. Una de las dificultades para interpretar los datos de esfuerzos es la ausencia de un [estado de referencia](#) consensuado, debido a las discrepancias en la determinación de la magnitud de los [esfuerzos horizontales](#). Estos estados se basan en las siguientes premisas (MCGARR y GAY, 1978):

- Los esfuerzos principales ( $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$ ) se disponen vertical ( $\sigma_{yy}$ ) y horizontalmente ( $\sigma_{xx}$  y  $\sigma_{zz}$ ) sobre la geometría plana de la superficie terrestre.
- El [esfuerzo vertical](#) procede de la carga litostática y se determina a partir de la densidad  $\rho$  de las rocas (Turcotte y Schubert, 2002; McGarr, 1988; Twiss y Moores, 1992; Engelder, 1993):

$$[71] \quad \sigma_v = \sigma_{yy} = \rho g y$$

donde  $g$  es la aceleración de la gravedad e  $y$  es el espesor de la columna de roca.

Los dos [estados de referencia](#) más comúnmente aceptados, para resolver los esfuerzos en una litosfera con un comportamiento elástico, son el [estado litostático](#) y el [estado de deformación uniaxial](#) (JAEGER y COOK, 1969; MCGARR y GAY, 1978; MCGARR, 1988; ENGELDER, 1993). El primero asume que es un estado isótropo (ver subapartado de deformación elástica) en el que no hay esfuerzos principales y, por tanto, todas las componentes del tensor de esfuerzos son iguales a la presión litostática:

$$[72] \quad \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \rho g y$$

El segundo se obtiene a partir de las ecuaciones de elasticidad lineal suponiendo que las deformaciones principales horizontales  $\varepsilon_{xx}$  y  $\varepsilon_{zz}$  son iguales a cero (ver subapartado de deformación elástica):

$$\sigma_{xx} = \sigma_{zz} = \left[ \frac{\nu}{(1-\nu)} \right] \sigma_{yy}$$

$$[73] \quad \sigma_{yy} = \rho g y$$

Para los valores de  $\nu$  más comunes en las rocas (0,25-0,33), la relación [73] implica que el esfuerzo horizontal está entre un tercio y la mitad del esfuerzo vertical. Estos esfuerzos horizontales contrarrestan la expansión horizontal de Poisson debida al esfuerzo litostático.

Ambos estados de referencia caracterizarían los esfuerzos en rocas recién litificadas (TWISS y MOORES, 1992; ENGELDER, 1993). El estado litostático se podría encontrar en materiales que no tienen una resistencia a la cizalla, tales como rocas ígneas intrusivas poco después de su solidificación en grandes plutones corticales profundos. El estado de deformación uniaxial podría describir las condiciones de contorno de los sedimentos depositados en grandes cuencas antes de la diagénesis y de la litificación completa.

Los experimentos de deformación en laboratorio sugieren que todas las rocas soportan esfuerzos diferenciales durante periodos de tiempo muy largos (KIRBY, 1983), y los estudios de estimación de orientación y magnitud de esfuerzos *in situ* indican la presencia de esfuerzos horizontales elevados, respecto a los verticales, en zonas corticales superficiales (McGARR y GAY, 1978; BRUDY *et al.*, 1997; LUND y ZOBACK, 1999). Por lo tanto, las aproximaciones litostática y de deformación uniaxial constituyen una representación incompleta del estado de esfuerzos en la litosfera y son poco realistas. Diversos procesos naturales generan esfuerzos que modifican los estados de referencia descritos previamente: esfuerzos tectónicos procedentes de las condiciones de contorno naturales de mayor escala, como son las cargas en los límites de placa, las cargas generadas por la curvatura de la litosfera, las cargas topográficas, las descargas por erosión, las cargas termoelásticas o la presión de fluidos en poros (TURCOTTE y SCHUBERT, 2002; TWISS y MOORES, 1992; ENGELDER, 1993).

La clasificación más conocida del [estado de esfuerzos tectónico](#) es la de Anderson (1951), en la que el esfuerzo vertical  $\sigma_v$  procede de la carga litostática  $\sigma_{yy}$  [71] y los esfuerzos principales presentan tres disposiciones en función de sus magnitudes relativas (Fig. 11): régimen de falla inversa ( $\sigma_{xx} > \sigma_{zz} > \sigma_{yy} \rightarrow \sigma_H > \sigma_h > \sigma_v$ ), régimen de falla normal ( $\sigma_{yy} > \sigma_{zz} > \sigma_{xx} \rightarrow \sigma_v > \sigma_H > \sigma_h$ ), y régimen de falla de desgarre ( $\sigma_{zz} > \sigma_{yy} > \sigma_{xx} \rightarrow \sigma_H > \sigma_v > \sigma_h$  o  $\sigma_{xx} > \sigma_{yy} > \sigma_{zz} \rightarrow \sigma_H > \sigma_v > \sigma_h$ ) y, donde  $\sigma_H$  es el esfuerzo horizontal máximo y  $\sigma_h$  el esfuerzo horizontal mínimo. Se puede definir el estado de esfuerzos asociado a cada uno de estos regímenes añadiendo el esfuerzo tectónico a las componentes horizontales de los estados de referencia uniaxial y litostático mediante un modelo de deformación plana (ver subapartado de deformación elástica) (TURCOTTE y SCHUBERT, 2002; ENGELDER, 1993):

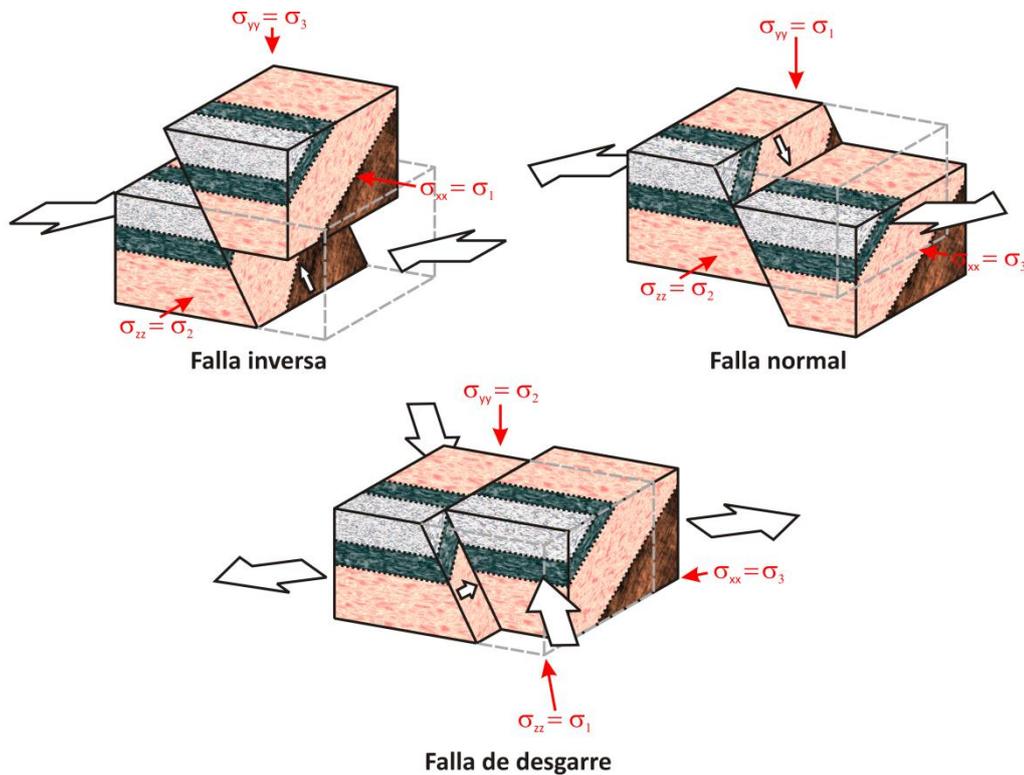
- En **régimen inverso** (Fig. 11), el incremento de  $\sigma_H$  se expresa sumando la componente  $\sigma_t^*$  al estado litostático:

$$[74] \quad \sigma_H = \sigma_{xx} = \rho g y + \sigma_t^*$$

y la componente  $\sigma_t$  al estado deformación uniaxial:

$$[75] \quad \sigma_H = \sigma_{xx} = \left[ \frac{\nu}{(1-\nu)} \right] \rho g y + \sigma_t$$

donde  $\sigma_t > \sigma_t^*$ , pero ambos son expresiones del esfuerzo tectónico para distintos estados de referencia. Si  $\nu = 0,5$ , la ecuación [75] se iguala a la ecuación [74].



**Figura 11. Estados de esfuerzos de Anderson: régimen de falla normal  $\sigma_{yy} > \sigma_{zz} > \sigma_{xx}$ , régimen de falla inversa  $\sigma_{xx} > \sigma_{zz} > \sigma_{yy}$  y régimen de falla de desgarre  $\sigma_{zz} > \sigma_{yy} > \sigma_{xx}$ .**

A partir de la condición de deformación plana [36] y puesto que no hay esfuerzo tectónico vertical, el esfuerzo adicional en la dirección de  $\sigma_h$  es  $\nu \sigma_t^*$  para un estado litostático:

$$[76] \quad \sigma_h = \sigma_{zz} = \rho g y + \nu \sigma_t^*$$

y  $\nu\sigma_t$  para un estado de deformación uniaxial:

$$[77] \quad \sigma_h = \sigma_{zz} = \left[ \frac{\nu}{(1-\nu)} \right] \rho g y + \nu \sigma_t$$

- En **régimen normal** (Fig. 11), la componente de esfuerzo tectónico es tensional  $\sigma_t^* < 0$  para un estado de referencia litostático:

$$[78] \quad \sigma_h = \sigma_{xx} = \rho g y - \sigma_t^*$$

mientras que en un estado de referencia uniaxial, el esfuerzo tectónico  $\sigma_t$  puede ser compresivo:

$$[79] \quad \sigma_h = \sigma_{xx} = \left[ \frac{\nu}{(1-\nu)} \right] \rho g y \pm \sigma_t$$

Los esfuerzos horizontales máximos en cada uno de estos dos estados se resuelven respectivamente como:

$$[80] \quad \sigma_H = \sigma_{zz} = \rho g y - \nu \sigma_t^*$$

$$[81] \quad \sigma_H = \sigma_{zz} = \left[ \frac{\nu}{(1-\nu)} \right] \rho g y \pm \nu \sigma_t$$

En este régimen de esfuerzos, no es necesario que se cumpla la condición  $\sigma_t > \sigma_t^*$ .

- En **régimen de desgarre** (Fig. 11), el esfuerzo tectónico bajo un estado litostático es positivo en una de las direcciones horizontales y negativo en la otra. Se pueden dar dos situaciones:

$$[82] \quad (\sigma_t^*)_x < 0 \text{ y } (\sigma_t^*)_z > 0, \text{ que satisface la condición } \sigma_{zz} > \sigma_{yy} > \sigma_{xx}$$

$$[83] \quad (\sigma_t^*)_x > 0 \text{ y } (\sigma_t^*)_z < 0, \text{ que satisface la condición } \sigma_{xx} > \sigma_{yy} > \sigma_{zz}$$

Cuando  $|(\sigma_t^*)_x| = |(\sigma_t^*)_z|$ , se desarrolla un régimen de esfuerzos de cizalla pura.

Con relación al estado de referencia de deformación uniaxial, normalmente  $\sigma_t$  es positivo en las dos direcciones horizontales ortogonales.

### Perfiles de resistencia

La resistencia de la litosfera no está limitada por los esfuerzos tectónicos sino por los esfuerzos diferenciales que puede soportar. Así, las rocas sometidas a  $\sigma_d$  se

deforman de manera frágil o dúctil (viscosa) para mantener el estado de esfuerzos dentro de ciertos límites. La resistencia frágil de las rocas aumenta con la presión confinante, mientras que la resistencia dúctil prácticamente no se ve afectada. En cambio, la temperatura tiene un gran efecto en procesos dúctiles, tales como movimiento de dislocaciones y deformación por difusión, mientras que la resistencia frágil muestra poca dependencia. Los principales mecanismos que producen la deformación permanente de las rocas litosféricas son la propagación de grietas (diaclasas, venas, diques), la rotura por cizalla, el deslizamiento friccional y el flujo dúctil (ENGELDER, 1993; TWISS y MOORES, 1992).

Para dibujar el límite del  $\sigma_d$  en la litosfera se necesitan criterios de deformación permanente o ecuaciones de resistencia de los materiales. Aunque las texturas de rocas corticales plegadas indican que la deformación que origina dicho plegamiento es el resultado de *creep* de disolución por presión, se puede asumir que, en zonas cercanas a la superficie, predomina la deformación frágil. Si la tasa de deformación es alta ( $>10^{-10} \text{ s}^{-1}$ ), el mecanismo que libera los  $\sigma_d$  en rocas sin fracturar es la rotura por cizalla frágil, mientras que en rocas fracturadas posiblemente sea el deslizamiento friccional (ENGELDER, 1993). Puesto que la corteza superior está fracturada, su resistencia teórica debe basarse en la resistencia friccional de las rocas (BRACE y KOHLSTEDT, 1980). Así, los esfuerzos se liberan mediante el deslizamiento friccional en planos favorablemente orientados, antes de que los  $\sigma_d$  sean lo suficientemente altos para producir fracturas nuevas por cizalla. Las medidas de esfuerzos *in situ* confirman que el  $\sigma_d$  en la corteza superior raras veces supera la resistencia friccional de las rocas (ZOBACK y HEALY, 1984).

Cuando la tasa de deformación es baja ( $< 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ ), la temperatura es elevada ( $>100 \text{ }^\circ\text{C}$ ) o la química del agua es activa (rocas húmedas), los mecanismos dúctiles moderan los  $\sigma_d$  a niveles menores que los necesarios para que se produzca la deformación frágil (ENGELDER, 1993). Hay diferentes leyes de flujo que describen el comportamiento dúctil de las rocas en las distintas condiciones de temperatura,  $\dot{\epsilon}$  y  $\sigma_d$  (ver subapartado de deformación viscosa). Mediante estudios de rebote posglacial, el manto se interpreta, bien como un fluido newtoniano con una viscosidad de unos  $10^{21} \text{ Pa s}$ , o bien como un fluido no-newtoniano con una reología de ley potencial (Karato y Wu, 1993). Aunque las velocidades de *creep* en laboratorio de minerales y rocas mantélicas son varios órdenes de magnitud mayores que las tasas geológicas ( $\sim 10^{-8} \text{ s}^{-1}$  frente a  $\sim 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ ), las relaciones reológicas proporcionadas son típicamente no-newtonianas.

GOETZE (1978) y BRACE y KOHLSTEDT (1980) realizaron los primeros modelos reológicos de la litosfera mediante perfiles de resistencia, apoyándose en el supuesto de que los dos mecanismos que dominan su comportamiento son la deformación frágil y la deformación viscosa (Fig. 12A). En estos perfiles se representa la variación del esfuerzo diferencial  $\sigma_d = \sigma_1 - \sigma_3$  (Pa) con la profundidad. Aunque el esfuerzo  $\sigma_d$  se corresponde con el esfuerzo de cizalla máximo, su utilización en los perfiles en lugar de  $\tau$ , se debe a que es una entidad escalar. Los perfiles de resistencia se construyen a partir de dos tipos de funciones (ENGELDER, 1993; STÜWE, 2002): a) rectas que describen el incremento

lineal de la resistencia frágil de las rocas al aumentar la profundidad mediante las ecuaciones [48] ó [59], y b) curvas que describen la disminución exponencial de la resistencia dúctil para una tasa de deformación dada al aumentar la profundidad, de acuerdo con las ecuaciones viscosas [45]. En el primer caso se necesitan las constantes frágiles  $\sigma_o$  y  $\mu$  de las litologías representativas de la corteza y del manto, así como sus densidades, los espesores de la corteza y del manto litosférico; así como la presión de poros mediante el parámetro  $\lambda$ . En el segundo, la geoterma, la  $\dot{\epsilon}$ , y las constantes viscosas  $Q$ ,  $A$  y  $n$  de los diferentes materiales (la resistencia dúctil de la litosfera será mayor cuanto más baja sea su geoterma o más rápida sea su tasa de deformación, es decir, cuanto más corto sea su periodo de deformación). Aunque para cualquier profundidad hay dos valores de resistencia, una roca se deformará con el mecanismo que requiera menos esfuerzos. De esta manera, el perfil de resistencia quedará finalmente constituido por segmentos rectos y segmentos curvos. La profundidad en la que la resistencia frágil y la resistencia dúctil tienen la misma magnitud se denomina [transición frágil-dúctil](#).

Diversos autores sugieren una aproximación elástica, frágil y viscosa para describir la reología de la litosfera (BUROV y DIAMENT, 1992; RANALLI, 1994) (Fig. 12B). Este modelo sirve para inferir un estado de esfuerzos, y no se debe interpretar como una envolvente de rotura. En una litosfera elástica cóncava se desarrolla un plano neutro de esfuerzos elásticos, por encima de cual se produce compresión y por debajo extensión. Únicamente aquellos sectores en los que los esfuerzos elásticos sean menores que los frágiles y viscosos, se comportarán de manera elástica. De tal manera que, la parte elástica de la litosfera es significativamente más delgada que la litosfera definida térmicamente.

Los perfiles de resistencia proporcionan los esfuerzos a cada profundidad. Sin embargo, si se quiere considerar la deformación de toda la litosfera para una tasa de deformación dada, es necesario calcular el esfuerzo medio o la fuerza total desde su techo hasta su base. Esta fuerza  $F_l$ , conocida como [resistencia integrada de la litosfera](#), se obtiene integrando verticalmente los esfuerzos  $\sigma_d$  y se corresponde con el área situada bajo el perfil de resistencia:

$$[84] \quad F_l = \int_0^{y_l} (\sigma_1 - \sigma_3) dz$$

donde  $y_l$  es la profundidad de la litosfera. No se debe confundir la resistencia calculada a partir de las relaciones de deformación frágil-dúctil con la resistencia integrada  $F_l$ . La primera tiene unidades de Pa y representan el esfuerzo que conduce a la rotura frágil o al flujo viscoso, mientras que la segunda tiene unidades de  $N m^{-1} = Pa m$  y en la formación de un orógeno se interpreta como la fuerza que actúa en la dirección perpendicular a dicho orógeno por cada metro de longitud del mismo.

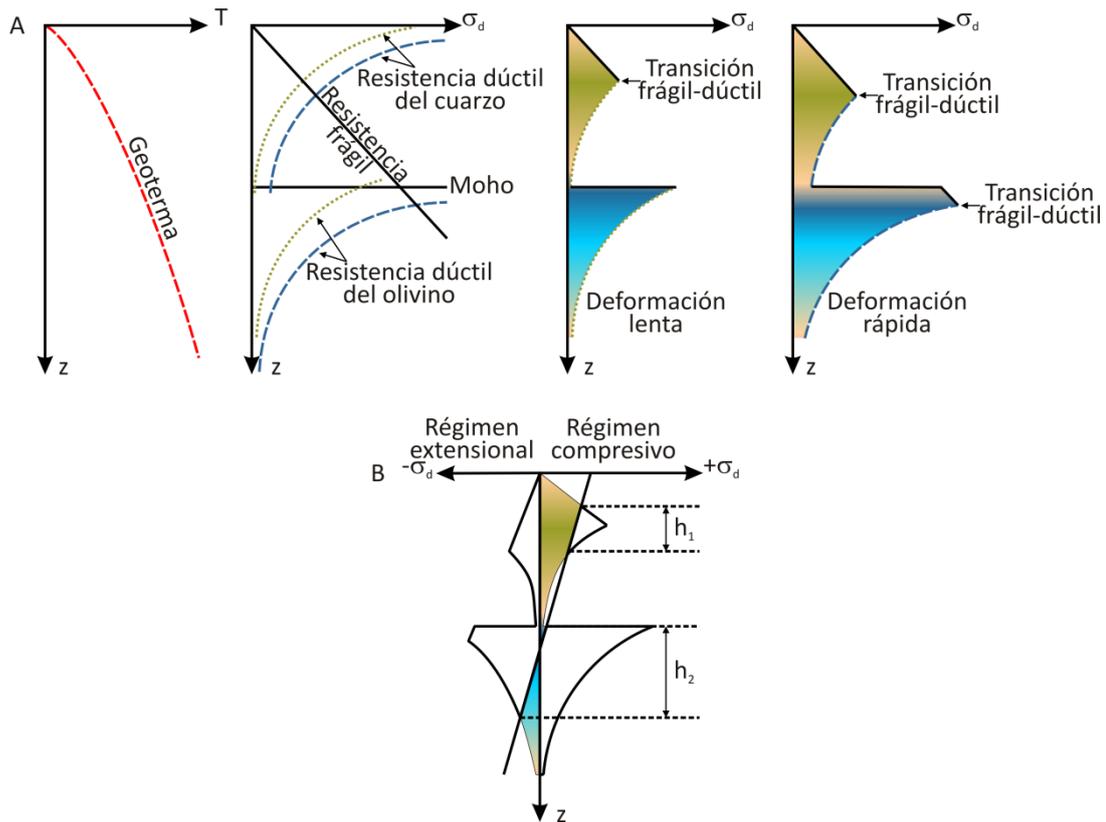
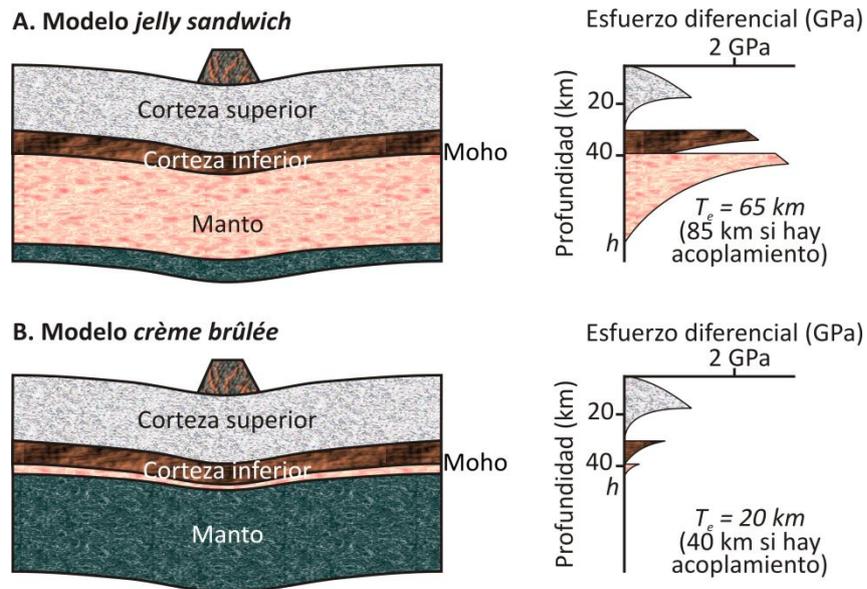


Figura 12. A) Perfiles de resistencia de la litosfera continental asumiendo una deformación frágil y viscosa de los materiales. La línea recta representa la resistencia a la deformación frágil y las líneas curvas la resistencia a la deformación viscosa de la corteza (cuarzo) y el manto litosférico (olivino), obtenidas a partir de la geoterma para dos tipos de tasa de deformación. A una misma profundidad, la curva con una resistencia mayor es la de una tasa de deformación más rápida. Cuando la tasa de deformación es baja, sólo se desarrolla una transición frágil-dúctil, mientras que a tasas de deformación altas, el manto superior se deforma de manera frágil justo por debajo del Moho, desarrollandose dos zonas de transición frágil-dúctil. Al integrar el área coloreada se obtiene la resistencia integrada verticalmente ( $N\ m^{-1}$ ). B) Estado de esfuerzos de la litosfera considerando los comportamientos elástico, frágil y viscoso (cuarzo y olivino). La línea recta representa el esfuerzo elástico, y a cualquier profundidad el mecanismo de deformación dominante corresponde al que proporciona un esfuerzo menor. De esta manera, las secciones elásticas se localizan en  $h_1$  y en  $h_2$  (modificado de Stüwe, 2002).

Algunos autores explican el comportamiento reológico de la litosfera continental mediante [perfiles tipo jelly sandwich](#), al considerar una corteza inferior débil situada entre una corteza y manto superiores resistentes (Fig. 13) (RANALLI y MURPHY, 1987; RANALLI, 1995; BUROV y DIAMENT, 1992; WATTS, 2001; WATTS y BUROV, 2003). Otros autores proponen, a partir de la profundidad de terremotos continentales, [perfiles tipo crème brûlée](#), en los que la resistencia litosférica se localiza exclusivamente en la corteza superior debido a que el manto superior es más débil que la corteza inferior (Fig. 13) (MAGGI *et al.*, 2000; JACKSON, 2002; AFONSO y RANALLI, 2004). Sin embargo, BUROV y WATTS (2006) indican que los datos flexurales y los resultados de modelos numéricos termomecánicos parecen más compatibles con un manto litosférico resistente capaz de soportar esfuerzos durante largos periodos de tiempo geológico.



**Figura 13. Modelos y perfiles de resistencia de la litosfera continental durante grandes periodos de tiempo ( $>10^6$  años): A) *jelly sandwich*, litosfera con una edad termomecánica de 500 M.a., y B) *crème brûlée*, litosfera con una edad termotectónica de 150 M.a. En ambos casos,  $h$  es el espesor mecánico y  $T_e$  el espesor elástico (modificado de Burov, 2010).**

La reología de la litosfera está fuertemente influida por el espesor de la corteza, su composición y el flujo térmico, factores íntimamente relacionados con el contexto geodinámico. Por este motivo, la corteza puede mostrar una elevada resistencia, como en el caso de la litosfera oceánica, o puede quedar dividida en una o dos capas con comportamiento dúctil intercaladas entre niveles frágiles, como en el caso de la litosfera continental (Fig. 14). Del mismo modo, la utilización de composiciones secas o húmedas en el manto condiciona su mayor o menor resistencia a los esfuerzos, y la posibilidad de que la litosfera muestre una estructura tipo *jelly sandwich* o *crème brûlée* (Fig. 14, litosfera continental)

Los dos parámetros más indicativos de la resistencia de la litosfera terrestre frente a la acción de cargas variables, espacial y temporalmente, son el **espesor sismogénico**  $T_s$  y el **espesor elástico**  $T_e$  (WATTS, 2001; WATTS y BUROV, 2003).  $T_s$  refleja el nivel de esfuerzos actual en la capa más superficial de la litosfera que se deforma mediante fracturación y terremotos. Por tanto, la capa potencialmente sismogénica se extiende hasta la transición frágil-dúctil de los perfiles de resistencia, aunque en zonas profundas, la magnitud de los esfuerzos pueda no ser suficiente para producir esa deformación permanente. En cambio,  $T_e$  proporciona la resistencia integrada de toda la litosfera, incluyendo la componente mantélica, y su respuesta frente a cargas geológicas de larga duración ( $> 10^5$  años). El espesor elástico se puede obtener a partir de métodos directos en los que se comparan las observaciones de flexión de la litosfera con predicciones de modelos de placas elásticas; así como mediante métodos inversos en los cuales se analizan las relaciones entre anomalías de gravedad y topografía en función de la longitud de onda (admitancia de aire libre y coherencia de Bouguer), o en los que se

tiene en cuenta la resistencia de las partes frágil, elástica y dúctil de los perfiles de resistencia. Aunque  $T_e \approx T_s$  e incluso  $T_e < T_s$ , en la mayoría de las litosferas continentales ( $T_e \gg T_s \cdot T_s$ ) generalmente está dentro del rango 0-25 km, aunque algunos terremotos se producen a mayores profundidades, y  $T_e$  puede alcanzar los 80 km.

El espesor elástico de una placa formada por una sola capa se puede obtener mediante las relaciones [66] y [67]:

$$[85] \quad h = \left( \frac{M12(1-\nu^2)}{EK} \right)^{1/3}$$

A partir de los perfiles de resistencia, se puede analizar la respuesta de la parte elástica de una litosfera flexionada multicapa incluyendo el régimen frágil y dúctil, mediante la aproximación  $T_e$  del espesor elástico efectivo (BUROV y DIAMENT, 1996):

$$[86] \quad T_e \approx T_e^* \left\{ 1 - \sqrt{180km \left[ 1 + 1.3(15km / T_e^*)^6 \right] / R} \right\}^{0.5+T_e^*/480km}$$

$$[87] \quad T_e^* = \left( \sum_{i=1}^n h_i^3 \right)^{1/3}$$

donde  $T_e^*$  es el espesor elástico efectivo de la litosfera sin flexionar y formada por  $n$  capas cuyo espesor mecánico es igual a  $h$ . La base de las capas mecánicas se define mediante la profundidad a la que la resistencia disminuye de 10 MPa. La relación [87] reproduce el efecto integrado de todas las capas competentes en una litosfera sin flexionar, mientras que la relación [86] parte de una litosfera flexionada con una corteza de cuarzo y un espesor de 35 km (y un manto olivínico) y es válida para  $10^{-9} < K < 10^{-6}$ . Aunque BUROV y DIAMENT (1992) utilizan una formulación analítica precisa, las relaciones [86] y [87] pueden emplearse para hacer una estimación de primer orden del espesor elástico (WATTS y BUROV, 2003).

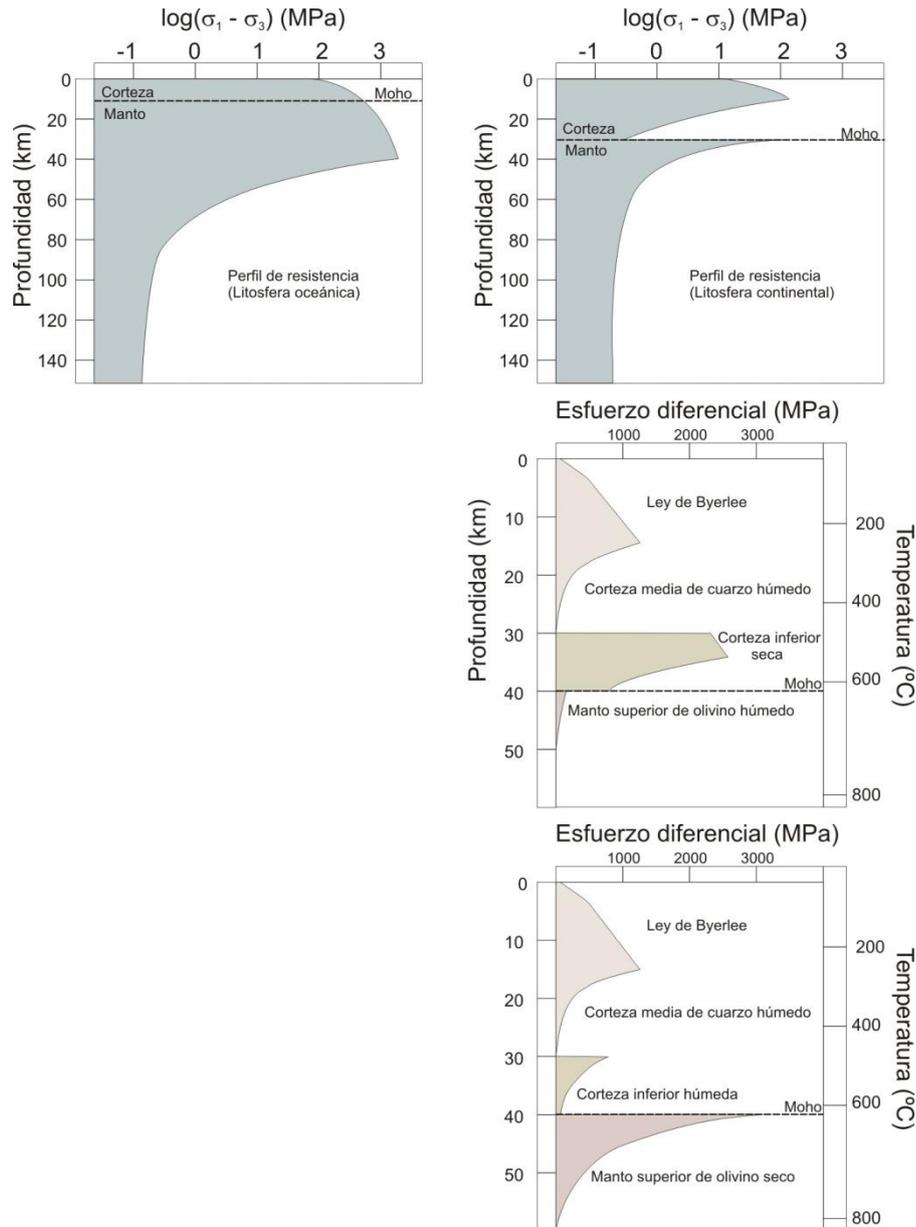


Figura 13. Perfiles de resistencia de la litosfera oceánica (izquierda) y continental (derecha). Para litosfera continental se consideran también distintas situaciones en función de la composición (seca y húmeda) de la corteza y el manto.

## REFERENCIAS

- Afonso, J.C. y Ranalli, G. (2004): Crustal and mantle strengths in continental lithosphere: is the jelly sandwich model obsolete? *Tectonophysics*, 394, 221-232.
- Aldersons, F., Ben-Avraham, Z., Hofstetter, A., Kissling, E. y Al-Yazjeen, T. (2003): Lower-crustal strength under the Dead Sea basin from local earthquake data and rheological modeling. *Earth and Planetary Science Letters*, 214, 129-142.

- Allen, P.A. y Allen, J.R. (2005): *Basin analysis: principles and applications*. Blackwell Publishing, Malden, 549 pp.
- Anderson, E.M. (1951): The dynamics of faulting and dyke formation with application to Britain. Oliver and Boyd, Edinburgh, 206 pp.
- Beardsmore, G.R. y Cull, J.P. (2001): *Crustal heat flow. A guide to measurement and modelling*. Cambridge University Press, Cambridge, 332 pp.
- Bizzarri, A. (2009): What does control earthquake ruptures and dynamic faulting? A review of different competing mechanisms. *Pure and Applied Geophysics*, 166, 747-776.
- Brace, W.F. y Kohlstedt, D.L. (1980): Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research*, 85, 6248-6252.
- Brudy, M., Zoback, M.D., Fuchs, K., Rummel, F. y Baumgärtner, J. (1997): Estimation of the complete stress tensor to 8 km depth in the KTB scientific drill holes: Implications for crustal strength. *Journal of Geophysical Research*, 102, 18453-18475.
- Burov, E.B. (2003): The upper crust is softer than dry quartzite. *Tectonophysics*, 361, 321-326.
- Burov, E.B. (2010): The equivalent elastic thickness ( $T_e$ ), seismicity and the long-term rheology of continental lithosphere: Time to burn-out "crème brûlée"? (insights from large-scale geodynamic modeling). *Tectonophysics*, 484, 4-26.
- Burov, E.B. y Diament, M. (1992): Flexure of the continental lithosphere with multilayered rheology. *Geophysical Journal International*, 109, 449-468.
- Burov, E.B. y Diament, M. (1995): The effective elastic thickness ( $T_e$ ) of continental lithosphere: What does it really mean? *Journal of Geophysical Research*, 100, 3905-3927.
- Burov, E. y Diament, M. (1996): Isostasy, equivalent elastic thickness, and inelastic rheology of continents and oceans. *Geology*, 24, 419-422.
- Burov, E.B. y Watts, A.B. (2006): The long-term strength of continental lithosphere: "jelly sandwich" or "crème brûlée"? *GSA Today*, 16, 4-10.
- Byerlee, J.D. (1978): Friction of rocks. *Pure and Applied Geophysics*, 116, 615-626.
- Carter, N.L. y Tsenn, M. (1987): Flow properties of continental lithosphere. *Tectonophysics*, 136, 27-63.

- Chen, W.-P. y Molnar, P. (1983): Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research*, 85, 6248-6252.
- Cloetingh, S., Ziegler, P.A., Beekman, F., Andriessen, P.A.M., Matenco, L., Bada, G., Garcia-Castellanos, D., Hardebol, N., Dèzes, P. y Sokoutis, D. (2005): Lithospheric memory, state of stress and rheology: neotectonic controls on Europe's intraplate continental topography. *Quaternary Science Reviews*, 24, 241-304.
- Cochran, J.R. (1982): The magnetic quiet zone in the eastern gulf of Aden: implications for the early development of the continental margin. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 68, 171-202.
- Engelder, T. (1993): *Stress regimes in the Lithosphere*. Princeton University, New York, 451 pp.
- Fernández, M. y Ranalli, G. (1997): The role of rheology in extensional basin formation modelling. *Tectonophysics*, 282, 129-145.
- Fernández-Ibáñez y Soto, J.I. (2008): Crustal rheology and seismicity in the Gibraltar Arc (western Mediterranean). *Tectonics*, 27, doi:10.1029/2007C002192.
- Goetze, C. (1978): The mechanisms of creep in olivine. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 288, 99-119.
- Goetze, C. y Evans, B. (1979): Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 59, 463-478.
- Handy, M.R. y Brun, J.-P. (2004): Seismicity, structure and strength of the continental lithosphere. *Earth and Planetary Science Letters*, 223, 427-441.
- Jackson, J. (2002): Strength of the continental lithosphere: time to abandon the jelly sandwich? *GSA Today*, 12, 4-10.
- Jaeger, J.C. y Cook, N.G.W. (1969): *Fundamentals of Rock Mechanics*. Chapman and Hall, London, 515 pp.
- Karato, S.I. y Wu, P. (1993): Rheology of the upper mantle: a synthesis. *Science*, 260, 771-778.
- Kirby, S.H. (1983): Rheology of the lithosphere. *Reviews of Geophysics*, 21, 1458-1487.
- Kohlstedt, D.L., Evans, B. y Mackwell, S.J. (1995): Strength of the lithosphere: constraints imposed by laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research*, 100, 17587-17602.

- Lachenbruch, A.H. (1968): Preliminary geothermal model for the Sierra Nevada. *Journal of Geophysical Research*, 73, 6977-6989.
- Lachenbruch, A.H. (1970): Crustal temperature and heat production: implications of the linear heat flow relationship. *Journal of Geophysical Research*, 75, 3291-3300.
- Lachenbruch, A.H. y Morgan, P. (1990): Continental extension, magmatism and elevation; formal relations and rules of thumb. *Tectonophysics*, 174, 39-62.
- Lund, B. y Zoback, M.D. (1999): Orientation and magnitude of *in situ* stress to 6.5 km depth in the Baltic Shield. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 36, 169-190.
- Maggi, A., Jackson, J.A., McKenzie, D. y Prestley, K. (2000): Earthquake focal depths, effective elastic thickness, and the strength of the continental lithosphere. *Geology*, 28, 495-498.
- McGarr, A. (1988): On the State of Lithospheric Stress in the Absence of Applied Tectonic Forces. *Journal of Geophysical Research*, 93, 13609-13617.
- McGarr, A. y Gay, N.C. (1978): State of stress in the earth's crust. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 6, 405-436.
- McKenzie, D.P. (1967): Some remarks on heat-flow and gravity anomalies. *Journal of Geophysical Research*, 72, 6261-6273.
- Meissner, R. y Strehlau, J. (1982): Limits of stresses in continental crusts and their relation to the depth-frequency distribution of shallow earthquakes. *Tectonics*, 1, 73-89.
- O'Reilly, S.Y., Griffin, W.L., Poudjom Djomani, Y.H. y Morgan, P. (2001): Are lithospheres forever? Tracking changes in subcontinental mantle through time. *Geological Society of America Today*, 11, 4-10.
- Parsons, B. y Sclater, J.G. (1977): *Journal of Geophysical Research*, 82, 803-827.
- Pérez-Gussinyé, M. y Watts, A.B. (2005): The long-term strength of Europe and its implications for plate-forming processes. *Nature*, 436, 381-384.
- Pollack, H.N. y Chapman, D.S. (1977): On the regional variation of heat flow, geotherms and lithosphere thickness. *Tectonophysics*, 38, 279-296.
- Ranalli, G. (1994): Nonlinear flexure and equivalent mechanical thickness of the lithosphere. *Tectonophysics*, 240, 107-114.

- Ranalli, G. (1995): *Rheology of the Earth*. Chapman & Hall, London, 413 pp.
- Ranalli, G. (2003): How soft is the crust? *Tectonophysics*, 361, 319-320.
- Ranalli, G. y Murphy, D.C. (1987): Rheological stratification of the lithosphere. *Tectonophysics*, 132, 281-295.
- Roy, R.F., Decker, E.R., Blackwell, D.D. y Birch, F. (1968): Heat flow in the United States. *Journal of Geophysical Research*, 73, 5207-5221.
- Sandiford, M. y Powell, R. (1990): Some isostatic and thermal consequences of the vertical strain geometry in convergent orogens. *Earth and Planetary Science Letters*, 98, 154-165.
- Scholz, C.H. (1998): Earthquakes and friction laws. *Nature*, 391, 37-42.
- Schön, J.H. (2004): Physical properties of rocks: fundamentals and principles of petrophysics. Elsevier, Amsterdam, 600 pp.
- Sibson, R.H. (1974): Frictional constraints on thrust, wrench and normal faults. *Nature*, 249, 542-544.
- Sibson, R.H. (1986): Earthquakes and rock deformation in crustal fault zones. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 14, 149-175.
- Stüwe, K. (2002): *Geodynamics of the Lithosphere*. Springer, Berlin, 449 pp.
- Tejero, R. y Ruiz, J. (2002): Thermal and mechanical structure of the central Iberian Peninsula lithosphere. *Tectonophysics*, 350, 49-62.
- Tesauro, M., Kaban, M.K., Cloetingh, S.A.P.L., Hardebol, N.J. y Beekman, F. (2007): 3D strength and gravity anomalies of the European lithosphere. *Earth and Planetary Science Letters*, 263, 56-73.
- Turcotte, D.L. y Schubert, G. (2002): *Geodynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 456 pp.
- Twiss, R.J. y Moores, E.M. (1992): *Structural geology*. W.H. Freeman and Company, New York, 531 pp.
- Van Wees, J.D., Cloetingh, S. y de Vicente, G. (1996): The role of pre-existing faults in basin evolution: constraints from 2D finite element and 3D flexure models. *Geological Society, London, Special Publications*, 99, 297-32.
- Watts, A.B. (2001): *Isostasy and flexure of the lithosphere*. Cambridge University Press, Cambridge, 458 pp.

Watts, A.B. y Burov, E.B. (2003): Lithospheric strength and its relationship to the elastic and seismogenic layer thickness. *Earth and Planetary Science Letters*, 213, 113-131.

Zoback, M.D. y Healy, J.H. (1984): Friction, faulting, and in situ stress. *Annales Geophysicae*, 2, 689-698.

**ANEXO: SÍMBOLOS**

$A$	Constante <i>creep</i> del material [45]
$b$	Espesor [16-17]
$c_p$	Calor específico [2]
$D$	Rigidez flexural [67]
$E$	Módulo de Young [30]
$E_a$	Energía de activación por mol [44]
$e$	Altura topográfica respecto al nivel del mar [15]
$F_l$	Resistencia integrada [84]
$F_0, F_r$	Flujo de calor [12-14]
$G$	Módulo de cizalla o rigidez [31, 44]
$g$	Aceleración de la gravedad [70, 71]
$H$	Flotabilidad isostática [15-17, 64]
$h$	Espesor mecánico [87]
$h_r$	Profundidad de disminución exponencial de la producción de calor [9]
$K$	Curvatura [67]
$k$	Conductividad térmica [1]
$M$	Momento de curvatura [65]
$n$	Exponente de la ley potencial del <i>creep</i> [45]
$P$	Fuerza horizontal por unidad de longitud [65]
$p$	Presión [39, 44]
$P_f$	Presión de fluidos en poros [48, 50]
$Q$	Energía de activación [45]
$q$	Flujo de calor [1]; carga vertical [65]
$R$	Constante de gas universal [45]; radio de curvatura [67]
$S$	Producción de calor [7-9]
$T$	Temperatura [1, 12-13, 18, 45]
$T_e$	Espesor elástico efectivo [86]
$T_e^*$	Espesor elástico efectivo sin flexionar [87]
$T_s$	Espesor sismogenético (apartado perfiles de resistencia)
$V_a$	Volumen de activación por mol [44]
$w$	Desplazamiento vertical por flexión [65]
$y$	Coordenada vertical [1]

$\alpha$	Régimen de fracturación [56-59]
$\alpha_v$	Coeficiente volumétrico de expansión térmica [17, 41]
$\alpha_l$	Coeficiente lineal de expansión térmica [42]
$\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3$	Deformaciones principales [19-42]
$\dot{\varepsilon}$	Tasa de deformación [43]
$\eta$	Viscosidad [44]
$\kappa$	Difusividad térmica [4]
$\lambda$	Constante de Lamé [32]; condición de presión de poros [48]
$\mu$	Coeficiente de fricción interna [46]
$\mu^*$	Coeficiente de fricción estática [49]
$\nu$	Coeficiente de Poisson [29]
$\rho$	Densidad [2]
$\sigma_d$	Esfuerzo diferencial [45, 59]
$\sigma_H$	Esfuerzo horizontal máximo [74-81]
$\sigma_h$	Esfuerzo horizontal mínimo [74-81]
$\sigma_n$	Esfuerzo normal [46, 50]
$\sigma_t \sigma_t^*$	Esfuerzo tectónico [74-83]
$\sigma_v$	Esfuerzo vertical [71]
$\sigma_{xx}\sigma_{zz}$	Esfuerzos horizontales [72-81]
$\sigma_{yy}$	Esfuerzo vertical [71]
$\sigma_o$	Cohesión [46, 50]; esfuerzo crítico uniaxial [61]
$\sigma_1\sigma_2\sigma_3$	Esfuerzos principales [19-39]
$\tau$	Esfuerzo de cizalla [43]
$\tau_c$	Esfuerzo de cizalla frágil [46, 50]; esfuerzo de cizalla plástico [60]

Recibido: 12 enero 2011.

Aceptado: 18 julio 2011.