

## LA TEMPERATURA DEL INTERIOR DE LA TIERRA

**LUIS A. BRICEÑO G.**

Profesor Asociado

Departamento de Geociencias-Facultad de Ciencias-Universidad Nacional de Colombia

**JESUS A. ESLAVA R.**

Profesor Titular

Departamento de Geociencias-Facultad de Ciencias-Universidad Nacional de Colombia

**Briceño L. A & J. Eslava:** La temperatura del interior de la Tierra. Geofis. Colomb. 2:25-30, 1993. ISSN 0121-2974

### RESUMEN

El problema de definir la temperatura del interior de la Tierra, se analiza a partir de las observaciones del flujo térmico y la aceptación de procesos de convección en el manto. Análisis comparativos de perfiles térmicos, adiabáticos y de puntos de fusión, permiten obtener un perfil óptimo de distribución de temperaturas, que además satisface la observación sísmica de un núcleo externo líquido.

### ABSTRACT

The problem of defining the Earth interior temperature is analyzed from Heat Flow observations and the acceptance of convection processes in the mantle. Comparative analyses of thermal, adiabatic, and melting point profiles, allow to obtain the optimum temperature profile, wich fits the seismic model of a liquid external core.

### 1. INTRODUCCION

Todos sabemos, de una u otra forma, que La Dorada "es más caliente" que Bogotá y que las temperaturas promedio son mayores en el Ecuador que en los Polos. Sin embargo, la forma de variación y el orden de magnitud de la temperatura en el interior de la Tierra no son tan bien conocidos, a pesar de tener unas ideas generales. Por ejemplo, las fuentes de aguas termales y las erupciones de lava nos muestran un flujo de calor desde el interior y hacia la superficie de la Tierra. La física elemental nos enseña que hay transferencia neta de calor desde los cuerpos con mayor temperatura hacia los cuerpos con temperaturas más bajas. Las preguntas de ¿quién produce el calor?,

¿dónde? y ¿cómo?, tendrán que ser respondidas usando toda clase de medidas y deducciones científicas.

### 2. GENERALIDADES

El calor se mide en muchas unidades, siendo las más usadas la caloría (cal) y el Joule (1 joul=4,186 cal), obviamente puede también expresarse en cualquier otra unidad de energía. Cuando se hace referencia al calor y/o la temperatura de la Tierra, es más útil usar el concepto de "flujo de calor", que es la cantidad de calor por unidad de tiempo que atraviesa un área unitaria dada. En geotermología se usan la

unidad de flujo de calor (HFU =  $1 \mu\text{cal}/\text{cm}^2/\text{s}$ ) y el  $\text{mwatt}/\text{m}^2$  ( $10^{-3} \text{joul}/\text{m}^2/\text{s}$ ).

Algunas cifras pueden ilustrar el régimen térmico en la superficie de la Tierra. Ella recibe energía procedente del Sol y del interior del planeta; cerca del 40% de la energía solar es reflejada nuevamente hacia el espacio, el 16% es retenido por la atmósfera y el 44%, restante, es absorbido por las superficies líquidas y sólidas de la Tierra (Caimi, 1979). La energía total que llega a la Tierra proveniente del Sol es del orden de  $1,7 \times 10^{17}$  watt (W), la cual, después de distribuirse y de irradiarse deja un promedio de flujo de calor en la superficie de  $3,36 \times 10^5 \text{ mW}/\text{m}^2$  (8,000 HFU).

Por otra parte, el calor que el interior de la Tierra transfiere hacia el exterior por conducción, tiene un promedio global de  $61 \text{ mW}/\text{m}^2$ , cerca de  $3 \times 10^{12}$  W en todo el planeta, lo cual equivale a 5.000 a 6.000 veces menos energía que la suministrada por el Sol.

Las fuentes internas del calor de la Tierra, las constituyen el material fundido del núcleo terrestre y el material radiactivo. Una de las posibilidades de que la Tierra tenga un interior fundido podría ser analizada a partir de la energía potencial de las partículas que formaron la Tierra, mediante la alta presión por acumulación de masa, aunada a la energía de decaimiento radiactivo. El calor de la Tierra se ha mantenido debido a la pobre conductividad térmica de la mayoría de las rocas de la corteza y a la alta opacidad a la radiación de calor.

De mayor interés para nosotros son las fuentes internas de calor, pero es imposible en una simple medición separar las contribuciones externas de las internas. Afortunadamente, los efectos de calentamiento externos son periódicos y la mayoría de ellos tiene períodos que son relativamente cortos en relación con el tiempo gastado por la conducción del calor a cualquier profundidad.

La mayoría de los materiales de la corteza son pobres conductores del calor, de modo tal que las fluctuaciones periódicas de la temperatura en las capas superficiales de la Tierra se reducen en amplitud y se retardan en fase con la profundidad.

La "profundidad de entrada" (profundidad a la cual, la amplitud de la onda se reduce en un 99%) de la onda diaria es de 0,5-1 m en las superficies sólidas de la Tierra y hasta 30-50 m en las superficies líquidas, con variaciones muy grandes y fluctuantes según el tipo de superficie:  $0^\circ\text{C}$  a  $30^\circ\text{C}$  en las sólidas y prácticamente nula ( $0^\circ\text{C}$  a  $0,5^\circ\text{C}$ ) en las líquidas. En las capas externas sólidas la temperatura máxima se da aproximadamente una hora después del mediodía y una o 2 horas antes que la temperatura máxima del aire; la temperatura mínima se presenta a la salida del Sol o un poco antes. En las superficies líquidas es difícil definir temperatura máxima y temperatura mínima, por ser tan pequeño el rango de variación de la temperatura diaria. Por su parte, en las capas profundas de los sectores sólidos, las temperaturas máxima y mínima presentan un desfase de 12 horas con respecto a sus

similares de la zona superficial, en los sectores líquidos este fenómeno es insignificante.

La profundidad de entrada de la onda anual es de 7 a 10 m en las superficies sólidas y hasta 300-400 m en las líquidas y con apreciable movimiento, con variaciones muy grandes y fluctuantes en superficies sólidas ( $0$ - $50^\circ\text{C}$ ) y muy pequeñas en las líquidas ( $6$ - $10^\circ\text{C}$ ). En las capas externas de las superficies sólidas la onda anual de la temperatura presenta los valores más altos y más bajos en los solsticios o entre 15 a 30 días después; en las superficies líquidas, esto se da 2 o 3 meses después del solsticio (casi en el equinoccio). En las capas profundas de los cuerpos sólidos las temperaturas máxima y mínima presentan un desfase de casi 6 meses en relación con los respectivos extremos de la temperatura superficial; al contrario, en los cuerpos líquidos los extremos son simultáneos con los de las capas superficiales, porque el proceso turbulento origina esa ocurrencia simultánea.

Una oscilación térmica  $T_0 \cdot \text{Sen } \omega t$ , impuesta en la superficie plana ( $Z=0$ ) de un medio semiinfinito de difusividad ( $\eta$ ), penetra como una onda decreciente representada por:

$$T(z) = T_0 \cdot \exp\{-\sqrt{[\omega/2\eta]} \cdot Z\} \cdot \text{Sen}(\omega t - \sqrt{[\omega/2\eta]} \cdot Z) \quad [1]$$

donde:

$T(z)$  = temperatura a la profundidad  $Z$ ,

$T_0$  = temperatura en  $Z = 0$ ,

$\omega$  = frecuencia angular de la oscilación

$\eta$  = difusividad térmica,

$\sqrt{[2\eta\omega]} = v$  = velocidad de penetración,

$\sqrt{[2\eta/\omega]} = Z'$  = longitud de atenuación.

Para  $\eta = 1,2 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  (típica de rocas Igneas) y  $\omega = 2 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$  ( $\tau = 10^4$  años),  $Z' = 350$  m.

De este modo, si se pueden hacer medidas del flujo de calor a profundidades a las cuales las fluctuaciones térmicas superficiales sean amortiguadas y de magnitud despreciable, entonces será posible obtener buenos valores del flujo de calor hacia afuera, debido a fuentes internas de la Tierra.

Si entrar en detalles técnicos, se puede afirmar que las lecturas del flujo de calor se hacen generalmente en minas profundas o pozos, alcanzando profundidades hasta de dos kilómetros. Se observa que el flujo de calor, liberado a través de un área  $A$ , es proporcional al gradiente de temperatura:

$$(1/A)(dQ/dt) = q = K \nabla T \quad (= K \cdot \{dt/dZ\}) \quad [2]$$

$A$  = área,

$Q$  = calor,

$q$  = flujo calórico,

$K$  = conductividad térmica o calórica, característica de cada material,

$\nabla T$  = gradiente vertical de temperatura.

Si la entrada de calor a un medio es constante a partir de un tiempo cero, su temperatura aumentará con el tiempo. Si el material es relativamente buen conductor del calor (alto  $K$ ), entonces el calor se transporta rápidamente y la

temperatura aumenta gradualmente. Por el contrario, si el material es pobremente conductor (bajo K), la temperatura aumentará más rápidamente.

La mayoría de las rocas tienen conductividad térmica del orden de  $2,5 \text{ W/m} \cdot ^\circ\text{C}$ , mientras que para los sedimentos es  $0,7 \leq K \leq 1,0 \text{ W/m} \cdot ^\circ\text{C}$  y es, además, directamente proporcional al porcentaje de agua.

Gran cantidad de medidas de gradientes térmicos se realizaron en la parte continental de la corteza y se encontraron rangos de variación entre  $10^\circ\text{C}$  a  $50^\circ\text{C/km}$  y flujos de calor promedio de  $61,1 \text{ mW/m}^2$ . Como una de las fuentes principales de energía térmica eran los elementos radiactivos, principalmente Uranio (U), Torio (Th) y Potasio (K), más abundantes en la corteza continental granítica, se esperaba que los valores de flujo de calor en la corteza oceánica fueran más bajos; un gramo de uranio produce alrededor de  $0,71 \text{ cal/año}$  y uno de Torio  $0,20 \text{ cal/año}$  (Hurley, 1985). No obstante, excluyendo zonas anómalas (p.ej. de expansión), los promedios oceánicos ( $61,5 \text{ mW/m}^2$ ) eran prácticamente iguales a los continentales. Las explicaciones de este hecho no se pueden dar en términos de compensación de materiales radiactivos entre corteza y manto superior, lo cual implicaría que el manto oceánico fuera más caliente que el continental y, por eso, menos denso, fenómeno este que no se observa en la forma del geóide.

Las explicaciones deberán contemplar, en cualquier caso, balances dinámicos, en concordancia con los hechos de la tectónica de placas. Basados en análisis geoquímicos, existe la convicción de que por lo menos dos terceras partes del flujo de calor en la corteza continental se originan en la corteza misma, con no más de  $15\text{-}20 \text{ mW/m}^2$  viniendo del manto. Por otra parte, casi todo el flujo de calor oceánico deberá provenir del manto.

Siendo así que las causas del flujo de calor son diferentes y que las áreas continentales requieren de 10 a 20 veces más tiempo que las oceánicas para alcanzar el equilibrio, podría ser que la igualdad de valores es coincidental.

El mayor espesor de la corteza continental puede ser una necesidad térmica, para dar una transferencia de calor más lenta y lograr un estado de equilibrio. Es lógico suponer, y así lo demuestra la sísmica, que la temperatura del manto debe ser cercana a la de fusión parcial, mantenida así por convección desde la región inferior, más líquida. Un valor razonable en esta frontera es  $1.300^\circ\text{C}$ , marcando esta interfase el límite inferior de la litosfera, que es la unidad geológica que participa en la dinámica de las placas. En la base de la corteza ( $\approx 35 \text{ km}$ ) la temperatura es  $600^\circ\text{C}$ , lo cual implica un  $\Delta T$  adicional de  $700^\circ\text{C}$ .

Si consideramos:

$$q = 15 \text{ mW/m}^2 \text{ y } K = 2,5 \text{ W/m} \cdot ^\circ\text{C}$$

entonces, de la ecuación [2],  $\Delta Z \approx 117 \text{ km}$ .

De donde la litosfera tendría un espesor (térmico) de  $117 + 35 \text{ km}$ .

### 3. REGIMEN TERMICO EN EL MANTO

Si la pérdida de calor de la Tierra fuera debida solamente a conducción y si la conductividad térmica K, o difusividad  $\eta$  ( $\eta = K/\rho \cdot C$ , expresa la capacidad de un cuerpo para perder su calor interno por conducción,  $\rho = \text{densidad}$  y  $C = \text{calor específico}$ ), de las partes profundas fueran similares a los valores de laboratorio para rocas ígneas ( $K = 2,5 \text{ W/m} \cdot ^\circ\text{C}$ ;  $\eta = 1,2 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ); entonces, el tiempo de enfriamiento ( $\tau_{\text{térmico}}$ ) de una capa de espesor D (distancia recorrida), sería:

$$(\tau_{\text{térmico}}) = D^2/\eta \quad [3]$$

y el interior de la Tierra aún no sabría que el exterior es frío; al reemplazar en [3],  $\tau = 4,5 \times 10^9$  años,  $D = 400 \text{ km}$ .

Fenómeno importante a altas temperaturas es la transferencia de calor por radiación. Para un cuerpo gris en el cual la opacidad ( $\epsilon$ ) es independiente de la longitud de onda ( $\lambda$ ) y la temperatura (T), la conductividad radiativa ( $K_r$ ) es tal que:

$$K_r = (16\eta^2) \cdot (\sigma T^4)/3\epsilon \quad [4]$$

en donde,  $\eta$  es el índice de refracción y  $\sigma$  es la constante de Boltzmann ( $5,67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ ). Sin embargo, parece que  $\epsilon$  también crece, disminuyendo considerablemente  $K_r$  (Stacey, 1977).

Los isótopos de vida corta, ahora extinguidos, aumentaron considerablemente la temprana generación de calor, de modo tal que, aun cuando la Tierra hubiese comenzado completamente fría (difícilmente), el calor liberado habría sido suficiente para traer el manto cerca de la fusión en no más de  $10^5$  años. Estableciéndose luego un fenómeno de convección y manteniendo un régimen de temperatura interna más o menos estacionario, independiente del flujo de calor.

La disminución de calor disminuiría la rata de convección, sin afectar demasiado el perfil de temperatura, el cual deberá satisfacer sólo dos condiciones: 1) no deberá ser menor que el perfil adiabático; 2) los materiales, al menos en parte de la Tierra, deben estar lo suficientemente calientes y por eso suficientemente "blandos" para permitir el flujo convectivo. La situación es auto-estabilizada porque la magnitud de la viscosidad del manto es una función de la temperatura. La disminución de la convección hará que la Tierra se caliente ligeramente, tornándose más "blanda", y permitiendo así que la convección se acelere nuevamente. Si el flujo de calor en cualquier momento disminuye a un punto en el cual no puede haber convección, entonces habrá enfriamiento por conducción, pero este proceso es tan lento que el perfil de temperatura

permanecerá en el punto de inestabilidad convectiva durante billones de años.

La necesidad de que el gradiente térmico no sea menor que el adiabático se puede ver considerando un medio homogéneo con un gradiente vertical de temperatura ( $T$  aumenta con la profundidad  $Z$ ) en el cual un elemento particular experimenta un pequeño desplazamiento vertical (hacia arriba,  $Z$  disminuye), sin permitirle ninguna transferencia de calor por contacto con su vecindad.

Debido a la descompresión adiabática, su temperatura bajará. Si el elemento se encuentra ahora a la misma temperatura que el nuevo medio, se dice que el gradiente de temperatura del medio es exactamente adiabático, esto es, que corresponde al gradiente de presión para cambios adiabáticos. Si el gradiente es menor, el elemento se encontrará entonces más frío y denso que el medio circundante y tenderá a hundirse nuevamente; el medio es entonces estable, sin tendencia a la convección.

Por otra parte, si el gradiente de temperatura es mayor (más pronunciado), el elemento estará más caliente, por lo tanto menos denso que su vecindad y el empuje tenderá a elevarlo más. El medio será entonces inestable y podrá entrar en convección espontáneamente. Entre mayor sea el gradiente de temperatura, más fuerte será la convección, lo cual tiene el efecto de transferir calor hacia arriba, reduciendo el gradiente de temperatura hacia el adiabático (cesando la convección).

En un sistema fluido grande con lenta convección, en particular el núcleo exterior, parece que el gradiente de temperatura deberá mantenerse muy cercano al valor adiabático. Pero en el caso del manto, se deberá considerar también la segunda condición básica que deberá satisfacer el perfil de temperatura: el material debe ser lo suficientemente "blando" para permitir lentas deformaciones bajo tensiones de corte moderadas. De este modo, y para que haya convección en el manto, deberá tener éste un perfil de temperatura cercano a su punto de fusión, el cual es mayor que el gradiente adiabático.

Los perfiles adiabáticos se obtienen mediante ecuaciones termodinámicas, por ejemplo:

$$(dT/dZ)_{\text{adiabático}} = \gamma \cdot T \cdot g / \Phi \quad [5]$$

$\gamma$  = parámetro de Grüneisen =  $\alpha K_s / \rho C_p$ , =  $\alpha K_s / \rho C_p$ ,  
 $\alpha$  = coeficiente de expansión volumétrica;  $K_s$ ,  
 $K_t$  = incomprensibilidades isotérmica y adiabática;  $C_p$ ,  $C_p$  = calores específicos a volumen y presión constante;  $\rho$  = densidad.

$T$  = temperatura,

$g$  = aceleración gravitacional,

$\Phi = V^2 - 4/3(V_s^2)$

$V_p$ ,  $V_s$  = velocidades de ondas dilatacionales y de cizalla.

#### 4. REGIMEN TERMICO EN EL NUCLEO

Estudios del dinamo geomagnético consideran que la convección en el núcleo externo es quizás la mejor posibilidad de fuerza motriz. Esto implica que por lo menos allí el gradiente de temperatura debe exceder el valor adiabático, teniendo este último como una buena aproximación y el cual se calcula mediante la ecuación anterior:

$$(dT/dZ)_{Z=2,900 \text{ km}} = 0,71^\circ/\text{km}$$

Debido a su conductividad eléctrica, el núcleo es mejor conductor térmico que el manto. La conductividad térmica es dominada por la contribución electrónica ( $K_e$ ).

$$K = K_e = L \cdot (T/\rho e) = 25 \text{ W/m} \cdot ^\circ\text{C}$$

$$L = 2,45 \times 10^{-8} \text{ W}^\circ\text{C}^2 = \text{constante de Wiedemann-Franz};$$

$T$  = temperatura;

$\rho e$  = resistividad eléctrica.

Obteniéndose así que:

$$q = K \cdot (dT/dZ) = 18 \text{ mW/m}^2$$

$$dQ/dt = A \cdot q \approx 2,7 \times 10^{12} \text{ W}$$

$$A \approx 1,5 \times 10^{14} \text{ m}^2 = \text{área externa del núcleo}$$

Este sería el calor transmitido desde el núcleo hacia el manto por conducción y debido a su gradiente de temperatura adiabático. Sin embargo, este calor adiabático no puede hacer trabajo externo útil y la fuente que alimenta el dinamo estará constituida por una componente adicional de flujo de calor por convección, que puede llegar a ser el doble de la anterior:  $\approx 5 \times 10^{12} \text{ W}$ . Quizás la única fuente plausible de tanto calor podría ser el potasio radiactivo, que estaría distribuido en todo el núcleo o en el núcleo externo únicamente, con mayor opción de la última posibilidad.

Cálculos de la cantidad de calor en el núcleo, necesaria para la convección permiten establecer que el gradiente de temperatura en el núcleo externo debe ser adiabático, excepto en un pequeño rango interior, donde es menor el gradiente, prevaleciendo la difusividad.

Sin embargo, si el núcleo interior contiene potasio, la pequeña zona difusiva desaparecerá. La solidificación del núcleo interior y la suposición de que, al igual que el externo, está compuesto en gran parte de hierro, permiten hacer cojeturas acerca de la temperatura de la frontera del núcleo interno y luego extrapolarlo. Sería calcular la temperatura de solidificación del hierro o mezclas de hierro a las condiciones de presión apropiadas. Sin embargo, el fenómeno de fusión no está completamente entendido y su extrapolación a curvas de presión y puntos de fusión en el núcleo han conducido a cálculos bien diferentes (Higgins & Kennedy, 1971; Boschi, 1974; Jacobs, 1973). Se cree actualmente que el azufre es un componente del núcleo y esto reduce el punto de fusión del hierro. Los valores obtenidos de esta manera dan 3.090°K en la interfase núcleo-manto y 4.250°K en el núcleo interno.

5. DIFERENCIACION DEL NUCLEO

Cualquier teoría de la historia térmica de la Tierra debe explicar la presencia del núcleo interno sólido y el externo líquido. Si alguna vez estuvo completamente fundida, ¿cómo se logró el presente estado.

Jacobs (1973) presenta la siguiente explicación suponiendo un núcleo ferroso y un manto rico en silicatos.

En el límite manto-núcleo existirá una discontinuidad en la curva de punto de fusión vs. profundidad, a pesar de que la temperatura es continua. Las representaciones de la discontinuidad podrán ser:

**Caso i):** Punto de fusión en el núcleo siempre mayor que en el manto (Fig.1). Es imposible, pues la temperatura real deberá estar por debajo del punto de fusión en el manto y por encima en el núcleo y mantenerse continua en la frontera.

**Caso ii):** Cuando la Tierra se enfriaba a partir de un estado de fusión, el gradiente de temperatura pudo haber sido esencialmente adiabático, obteniéndose fuertes corrientes de convección y un enfriamiento rápido de la superficie.

La solidificación comenzaría a aquella profundidad a la cual la curva que representa la temperatura adiabática interceptara la curva de punto de fusión (Fig.2).

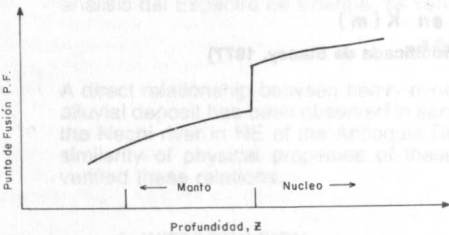


Figura 1. Punto de fusión-Profundidad. Caso i).

La solidificación habría comenzado entonces en el centro de la Tierra y no en la frontera manto-núcleo. El núcleo sólido creció hasta que la adiabática interceptó la curva de punto de fusión en dos partes.

En el enfriamiento posterior, el manto se solidifica de abajo hacia arriba. El líquido entre A y B quedó atrapado. El manto se enfriará a una tasa relativamente rápida, dejando la capa líquida prácticamente a su temperatura original, aislado por encima por el rápido engrosamiento de una capa de silicatos y por debajo por el núcleo interno, ya solidificado.

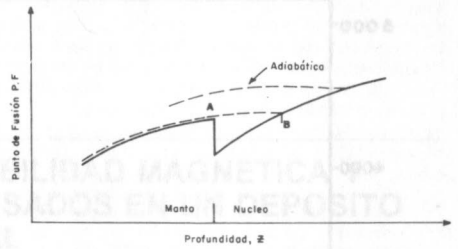


Figura 2. Punto de fusión-Profundidad. Caso ii).

**Caso iii):** Siguiendo un análisis similar, se obtendrá que el núcleo debería ser líquido en su totalidad (Fig.3).

Si la Tierra hubiese tenido un origen frío y nunca hubiera estado completamente fundida, los casos ii) y iii) serían posibles, pero habría otros problemas aún mayores. La Fig.4 sintetiza el régimen térmico, en la interfase manto-núcleo.

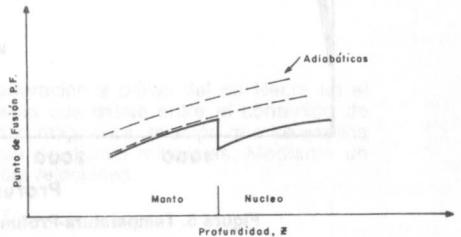


Figura 3. Punto de fusión-Profundidad. Caso iii).

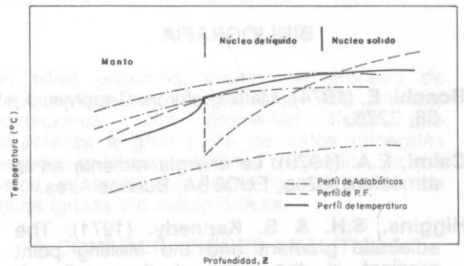


Figura 4. Régimen térmico en manto-Núcleo

Sobre las consideraciones térmicas de corteza, tanto oceánica como continental, manto y núcleo, se puede hacer una síntesis gráfica del perfil de temperatura en el interior de la Tierra, como se muestra en la Fig.5

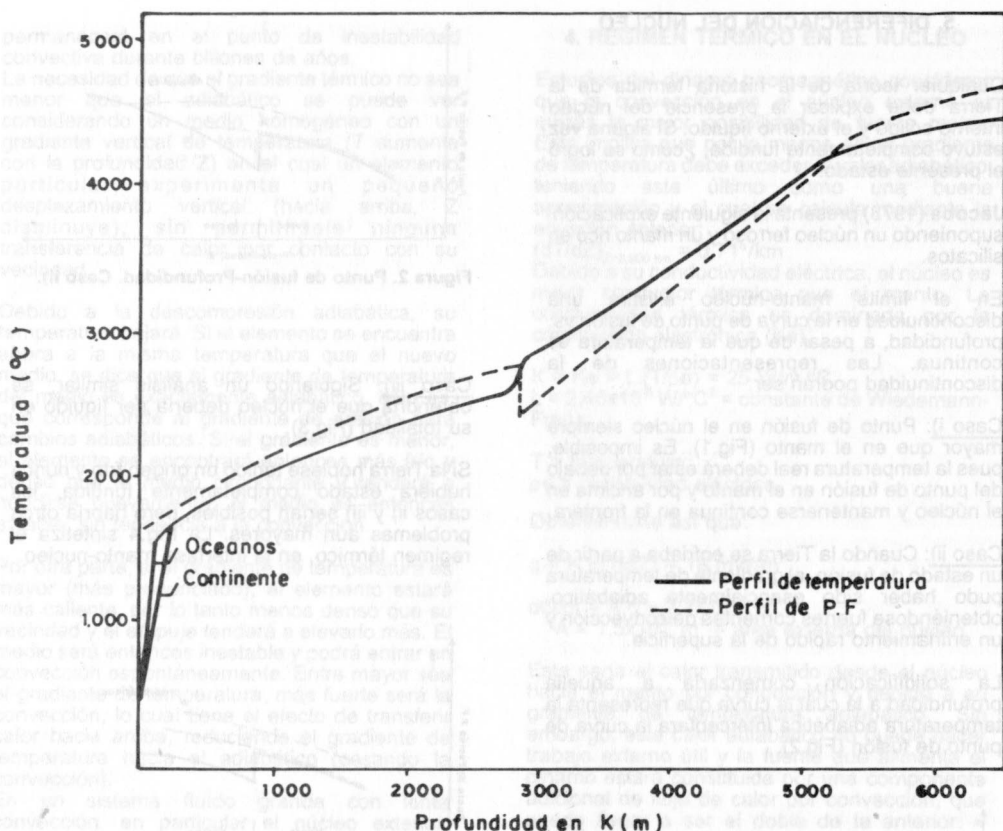


Figura 5. Temperatura-Profundidad (Modificada de Stacey, 1977)

## BIBLIOGRAFIA

- Boschi, E.** (1974): Melting of iron. *Geophys. J.*, 38, 3276.
- Caimi, E.A.** (1979): La energía radiante en la atmósfera. 62pp. EUDEBA, Buenos Aires.
- Higgins, S.H. & S. Kennedy.** (1971): The adiabatic gradient and the Melting point gradient in the core of the earth. *J. Geophysics Rev.* 76, 1870.
- Hurley, P.** (1985): ¿Qué edad tiene la Tierra?. Trad. J.M. Calvelo. EUDEBA, Buenos Aires.
- Jacobs, J.A.** (1973): The Earth's Core and Geomagnetism, 1<sup>st</sup> ed. 168pp. Pergamon Press.
- Stacey, F.D.** (1977): Physics of the Earth. 414pp. John Wiley, New York.