

MECANISMO DE EMPLAZAMIENTO DE LAS MESETAS BASÁLTICAS GIGANTES CONTINENTALES ESTUDIADO A TRAVÉS DE MEDICIONES DE ANISOTROPÍA DE SUSCEPTIBILIDAD MAGNÉTICA

Edgardo Cañón Tapia¹ y George P.L. Walker²

¹ Depto de Geología, División de Ciencias de la Tierra, CICESE
Km. 107 Carret. Tijuana-Ensenada, Ensenada, Baja California, México
E-mail: ecanon@cicese.mx

² Department of Geology, University of Bristol, Bristol BS8 1JR, U.K.

RESUMEN

Las mesetas basálticas gigantes continentales (MBGC) están formadas por la superposición de un gran número de flujos de lava individuales, cada uno de los cuales puede alcanzar más de 100 km de longitud y un volumen superior a los 100 km³. Estos flujos de lava han sido tradicionalmente asociados con erupciones muy rápidas (2 a 3 días), tasas de erupción muy grandes (de 1 a 3 km³/día por cada km de fisura eruptiva) y una forma de movimiento turbulenta. Un examen detallado de sus estructuras internas revela analogías entre los flujos de lava que conforman las MBGC y flujos de lava de mucho menores dimensiones en otras provincias volcánicas alrededor del mundo, por lo que se ha postulado recientemente que el mecanismo de emplazamiento de los flujos individuales en las MBGC debió haber sido similar a los procesos observados en la actualidad en otras regiones. En particular, la observación directa del emplazamiento de pequeñas mesetas basálticas en Hawai'i sugiere un modo alternativo de formación de las MBGC basado en el crecimiento endógeno de los flujos de lava individuales. Sin embargo, este nuevo modelo no ha sido aceptado de forma general debido en parte a que las estructuras internas de los flujos de lava de las MBGC sólo son directamente observables en un número muy reducido de afloramientos.

En este estudio se presentan resultados parciales de la medición de las variaciones internas de la anisotropía de susceptibilidad magnética (ASM) en un flujo de lava de la meseta basáltica del Río Columbia (Washington, EUA). Tanto la orientación de los ejes principales de susceptibilidad como el comportamiento semicíclico de los parámetros escalares asociados con el tensor de susceptibilidad parecen apoyar el modelo de crecimiento endógeno de este flujo de lava. A pesar de estos resultados, es importante mencionar que antes de poder aplicar este método al estudio de los procesos de emplazamiento de otros flujos de lava en la región es necesario realizar mediciones más detalladas tanto de la ASM como de otras propiedades magnéticas (p. ej., curvas de histeresis, temperaturas de Curie, etc.) que sirvan para caracterizar la mineralogía magnética de este flujo.

INTRODUCCIÓN

Las mesetas basálticas gigantes continentales (MBGC) se han definido como zonas continentales con un área de más de 100,000 km², están cubiertas por una capa de más de 1 km de espesor de flujos de lava basálticos (Self *et al.*, 1997). Los flujos de lava individuales en las MBGC generalmente tienen longitudes superiores a los 100 km, y pueden tener volúmenes superiores a los 100 km³. El gran volumen de basaltos que caracteriza a las MBGC las coloca en el segundo lugar en importancia en cuanto a la acumulación de este tipo de rocas sobre la superficie terrestre, tan solo detrás de la observada a lo largo de las cordilleras oceánicas (Wilson, 1991; Coffin y Eldholm, 1994). Los diversos aspectos tectónicos relacionados con las MBGC han sido objeto de numerosos estudios en los que generalmente se concluye que éstas son el producto de plumas o diapiros provenientes del manto que al llegar a la superficie de la Tierra marcan el inicio de la ruptura de un continente dando así lugar a la formación de una nueva cuenca oceánica (p. ej., White and McKenzie, 1989; McDougall, 1988;

Campbell and Griffiths, 1990; Carlson, 1991; Arndt *et al.*, 1993; Hooper and Hawkesworth, 1993; Anderson, 1994; Mahoney and Coffin, 1997). En contraste, los aspectos relacionados con el mecanismo de emplazamiento de flujos individuales de las MBGC han recibido muy poca atención por parte de la comunidad científica.

La investigación de los procesos de emplazamiento de las MBGC recibió un fuerte impulso después de que se reconoció la importancia del crecimiento endógeno durante el emplazamiento de flujos de lava en Hawai'i (Walker, 1991; Hon *et al.*, 1994). Con anterioridad a estos trabajos, se consideraba que cada flujo de lava en las MBGC se había emplazado como una sola unidad de varias decenas de metros de espesor que se movió a grandes velocidades, y muy probablemente de manera turbulenta (Shaw y Swanson, 1970; Swanson *et al.*, 1975; Long y Wood, 1986). Un reconocimiento más detallado de las estructuras internas de los flujos de lava de las MBGC junto con la analogía establecida entre estas estructuras y las observadas en Hawai'i, ha permitido la postulación reciente de un modelo alternativo en el que los flujos

de lava de las MBGC se explican como el resultado de la inyección continua de lava debajo de una corteza en estado semiplástico (Finnemore *et al.*, 1993; Self *et al.*, 1996, 1997; Walker *et al.*, 1997). Sin embargo, debido a que algunas de las características internas de los flujos de lava de las MBGC sólo se observan en zonas muy restringidas dentro de la extensión total de los mismos (Reidel, 1997), la hipótesis de crecimiento endógeno de estos flujos no ha encontrado una aceptación general hasta la fecha.

La medición de la anisotropía de susceptibilidad magnética (ASM) en rocas ígneas ha sido aplicada exitosamente para resolver problemas de interés volcanológico en varias regiones aún en la ausencia de otro tipo de marcadores de petrofábrica (p. ej., Knight y Walker, 1988; Rochette *et al.*, 1991; Ernst y Baragar, 1992; Cañón-Tapia *et al.*, 1995, 1996, 1997), y es por ello que se considera que esta técnica puede ser utilizada como un método alternativo para esclarecer la controversia respecto al mecanismo de emplazamiento de los flujos de lava de las MBGC. En este artículo se presentan resultados parciales de un estudio detallado de ASM realizado en uno de los flujos de lava que conforman la Meseta Basáltica del Río Columbia (estado de Washington, EUA). Los aspectos relacionados con la orientación de las susceptibilidades principales ya han sido reportados (Walker *et al.*, 1997), por lo que éstos serán mencionados solo de manera muy breve. En cambio, se presentan resultados que no han sido publicados previamente y que están relacionados con la variación vertical de los parámetros escalares asociados con el tensor de susceptibilidad. Los resultados que aquí se presentan no constituyen una prueba definitiva a favor de ninguno de los modelos de emplazamiento expuestos anteriormente, aunque parecen favorecer el crecimiento endógeno de estos flujos. No obstante, la evidencia reportada es de gran interés ya que marca el camino que se debe seguir para llegar a una conclusión final sobre el mecanismo de formación de las MBGC.

EL FLUJO DE LAVA "BIRKETT"

La edad estimada del grupo de basaltos del Río Columbia (GBRC) oscila entre los 17.5 y 6 Ma (Hooper, 1982), por lo que la meseta basáltica del Río Columbia es una de las MBGC más jóvenes que se conocen. Este grupo cubre gran parte de los estados de Washington, Idaho y Oregon, en la zona que se encuentra entre las Montañas Rocallosas al este y los volcanes de la Sierra Cascada al oeste (Figura 1). Las lavas del GBRC han sido divididas en cuatro formaciones principales, cada una con características petrográficas y geoquímicas particulares (Hooper, 1988). La formación más voluminosa, conocida como el basalto de "Grande Ronde", fue extrudido en un período de tiempo relativamente corto (ca. 2 Ma) aunque representa cerca del 85 % del volumen total del GBRC (Swanson *et al.*, 1979; Reidel *et al.*, 1982). Los flujos de lava del basalto de Grande Ronde fueron eruptados a través de fisuras que se encuentran cerca de la frontera entre Idaho y Oregon, y muchos de ellos se desplazaron grandes distancias hacia el oeste y noroeste a través

de la Cuenca de Pasco. Uno de estos flujos en particular, el flujo Birkett, se encuentra muy bien expuesto a lo largo del Río Columbia al sur del pueblo de Vantage.

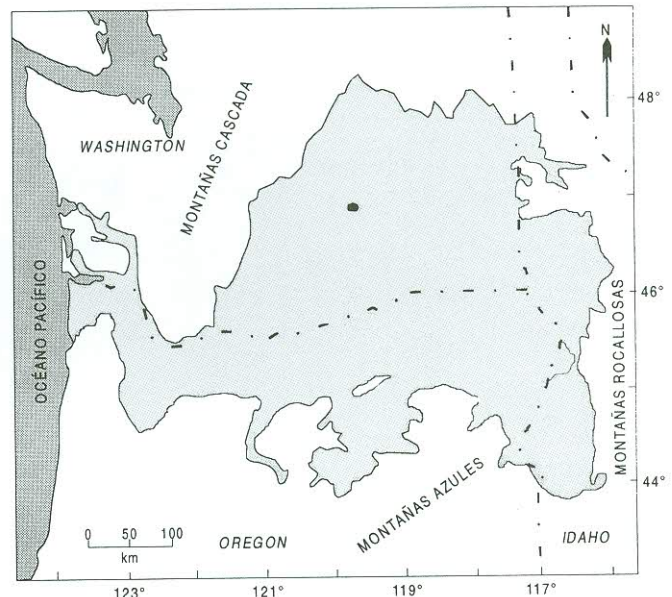


Figura 1. Localización y extensión del Grupo de Basaltos del Río Columbia. El círculo muestra la localización aproximada del afloramiento del flujo Birkett estudiado en este trabajo.

El flujo Birkett es un flujo de aproximadamente 40 m de espesor y presenta una zonación interna muy peculiar (Figura 2). La parte inferior del flujo está prácticamente desprovista de vesículas mientras que la parte superior está formada por una capa de alrededor de 12 m de espesor, en la que se observan claramente varias capas horizontales con vesicularidad variable. La parte más alta del flujo (> 5 m) exhibe una estructura semejante a los flujos compuestos del tipo pahoehoe, es decir, está formada por la superposición de numerosos lóbulos de alrededor de 0.3 m de grosor, aunque parte de esta zona superior está considerablemente brechada.

La franja con vesicularidad variable está formada por una alternancia de capas con gran contenido de vesículas y capas sin vesículas. Las vesículas en las capas vesiculares pueden aumentar de tamaño con la profundidad relativa a la parte superior de la capa, o bien pueden mantener un tamaño uniforme a lo ancho de toda la capa. De cualquier modo, las vesículas en esta parte del flujo están notablemente alargadas y comparten una orientación preferencial subparalela a una línea este-oeste (Figura 3). La orientación preferencial de alargamiento de las vesículas del flujo Birkett fue interpretada por Walker *et al.* (1997) como resultado de la deformación sufrida por la lava durante su emplazamiento, por lo que esta dirección parece indicar la dirección de movimiento de la lava en esta localidad. Esta dirección de flujo coincide con la dirección de flujo deducida por Landon y Long (1989) con base en el adelgazamiento de los flujos de lava que conforman la Cuenca de Pasco según se observa en pozos de perforación de la zona y, como se explica más adelante, también coincide con una de

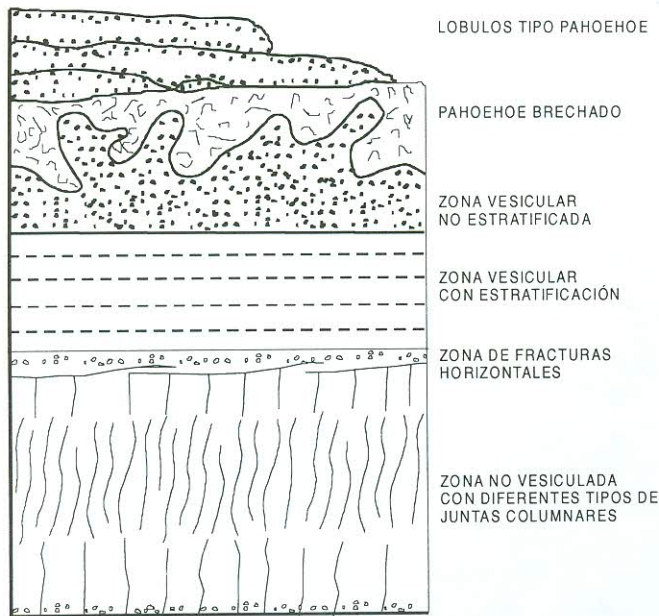


Figura 2. Esquema simplificado de las estructuras internas más sobresalientes del flujo Birkett.

las tres direcciones preferentes identificadas en base a mediciones de ASM.

Un total de 61 muestras fueron colectadas en este flujo para realizar mediciones de ASM. Las muestras fueron perforadas directamente del afloramiento con ayuda de una perforadora mecánica y fueron orientadas antes de ser removidas. 38 muestras provienen de la parte inferior, no vesiculada, y las 23 restantes fueron colectadas de una franja de 2.8 m de espesor en la parte con estratificación vesicular. Posteriormente se obtuvieron de uno a dos especímenes de cada muestra, a los que se les midió su ASM usando el instrumento Kappabridge KYL-2 del Laboratorio de Paleomagnetismo de la Universidad de Hawai'i.

RESULTADOS

La ASM de cada especimen está representada por un tensor de segundo rango. Es conveniente expresar este tensor con referencia a sus valores principales, de manera que de cada especimen se obtienen tres direcciones, correspondientes a cada uno de los tres ejes principales de susceptibilidad. Cada una de las direcciones de susceptibilidad principal tiene un valor escalar asociado que indica el valor de la susceptibilidad a lo largo de esa dirección. Estos tres valores escalares asociados a cada una de las tres direcciones principales se conocen como las susceptibilidades principales y corresponden a los valores principales, o eigenvalores, del tensor de susceptibilidad. Las tres susceptibilidades principales satisfacen una relación de orden del tipo $k_1^3 k_2^3 k_3$, por lo que generalmente se denominan $k_{\max}$, k_{int} y $k_{\min}$ para hacer énfasis en esta relación de orden.

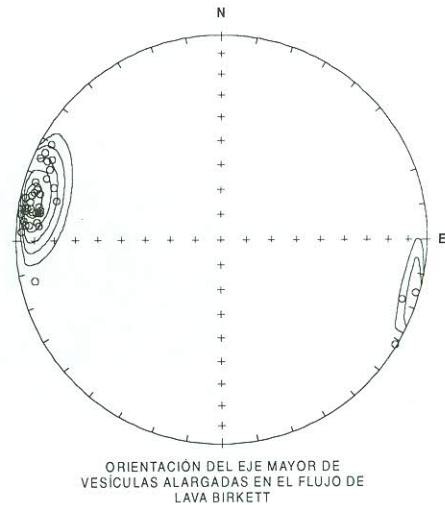


Figura 3. Proyección estereográfica de igual área mostrando la orientación preferente del eje mayor de las vesículas de la parte vesicular con estratificación del flujo Birkett.

Aunque teóricamente las magnitudes y las direcciones de las susceptibilidades principales deberían analizarse conjuntamente, se ha encontrado de manera empírica que un análisis por separado de las direcciones y de los valores escalares conduce a interpretaciones geológicamente significativas. Sin embargo, hay que tener presente que tanto el análisis de la parte direccional como el análisis de la parte escalar del tensor de susceptibilidad debe incluir los tres componentes de cada especimen de manera simultánea, sin justificar de ninguna manera la separación ulterior entre diferentes clases de componentes. Por ejemplo, al realizar el análisis direccional de la susceptibilidad es justificable concentrarnos en la distribución de ejes de susceptibilidad principal sin hacer referencia al valor escalar asociado con cada eje, siempre y cuando se tome en cuenta que cada especimen contribuye a esa distribución con tres direcciones mutuamente perpendiculares. Por el contrario, no es justificable realizar un análisis direccional juntando los ejes que tienen asociado $k_{\max}$, por ejemplo, despreciando los otros dos ejes de cada especimen, aún cuando después se realizara un análisis direccional para cada uno de los otros dos tipos de ejes. Consideraciones del mismo tipo se aplican al análisis de los valores de las susceptibilidades principales.

ANÁLISIS DIRECCIONAL

A pesar de la dispersión aparente al graficar los tres ejes principales de susceptibilidad en una proyección estereográfica, se pueden identificar tres direcciones preferenciales mediante el uso de líneas de contorno (Figura 4). Una de las zonas con mayor densidad de ejes de susceptibilidad principal tiene azimuth $290^\circ - 110^\circ$, aunque como se observa al comparar las figuras 4a y 4b, la dirección exacta del agrupamiento de ejes depende de la posición relativa de los especímenes dentro del flujo. Los especímenes provenientes de la parte con estratificación vesicular definen un agrupamiento de ejes con

una dirección de 290° y echado positivo, mientras que los especímenes que provienen de la parte inferior del flujo definen un agrupamiento con dirección 110° y echado ligeramente negativo. Esta disposición simétrica de agrupamiento de ejes es también observable para el agrupamiento de ejes mas cercanos a la vertical, pero no está definida en el caso del agrupamiento con dirección 200° . Esta dependencia de la orientación de los ejes de susceptibilidad principal con la posición relativa del espécimen en el flujo de lava define una imbricación opuesta que apunta en dirección 290° y coincide con la orientación preferencial de la dirección de mayor alargamiento de las vesículas de la parte superior del flujo mostrada en la Figura 3, y también concuerda con la dirección de movimiento deducida para los flujos de lava que se encuentran en la Cuenca de Pasco, según se describió en la sección anterior.

Otra característica de las zonas con mayor densidad de ejes de susceptibilidad identificadas en la Figura 4, es que cada una de estas no contiene exclusivamente un solo tipo de ejes, sino que es posible encontrar mezclados ejes de susceptibilidad máxima, intermedia y mínima. También es importante mencionar que, en general, los ejes de susceptibilidad máxima son los ejes con inclinación más cercana a la dirección vertical, por lo que es difícil asociar este tipo de ejes con la dirección de movimiento, como se ha hecho en estudios anteriores de ASM en lavas. Sin embargo, se ha encontrado que ciertos tipos de lava pahoe-hoe, denominados pahoe-hoe tipo S por Wilmoth y Walker (1993), tienen una orientación similar de los ejes de susceptibilidad con la observada en el flujo Birkett (es decir, predominancia de ejes de susceptibilidad máxima cerca de la vertical), mientras que en otros tipos de lava esta peculiaridad en la orientación de ejes de susceptibilidad principal no se observa (Cañón-Tapia *et al.*, 1997). La característica distintiva del pahoe-hoe tipo S es su alto contenido de vesículas casi esféricas repartidas de manera prácticamente uniforme en el interior de cada unidad de enfriamiento, lo cual podría sugerir que la presencia de ejes de susceptibilidad máxima semiverticales se

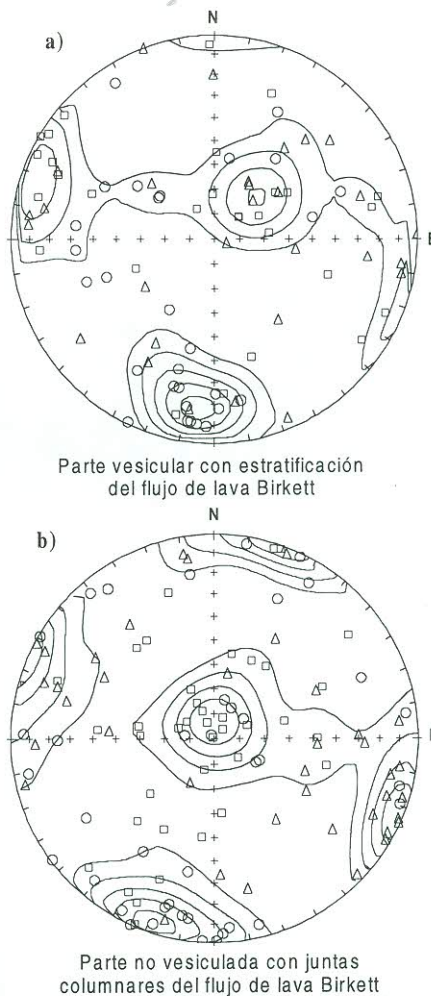


Figura 4. Proyección estereográfica de igual área mostrando la orientación de los ejes principales de susceptibilidad en a) la parte vesicular con estratificación y b) la parte inferior del flujo Birkett. Los cuadros representan los ejes de susceptibilidad máxima, triángulos - susceptibilidad intermedia, y círculos - susceptibilidad mínima.

debe a la influencia de las vesículas esféricas. Sin embargo, al encontrarse el mismo patrón global en la orientación de ejes de susceptibilidad en la parte no vesiculada del flujo Birkett, se debe descartar la influencia de las vesículas como el factor principal que determina la orientación de los ejes de susceptibilidad máxima. Otras alternativas que pueden explicar la orientación peculiar de ejes de susceptibilidad máxima incluyen 1) una predominancia de granos de magnetita de dominio sencillo en donde las dimensiones físicas de un grano y el tamaño de la susceptibilidad están inversamente relacionadas (Stephenson *et al.*, 1986) y

2) un control mecánico de la orientación de los ejes de susceptibilidad que puede incluir poca deformación de la lava líquida durante su emplazamiento, una disrupción de la ASM primaria (es decir, relacionada directamente con el movimiento de la lava) debido a enfriamiento en condiciones estáticas, o algún factor semejante, aunque la discriminación entre estas alternativas se encuentra fuera del propósito de este artículo.

ANÁLISIS ESCALAR

Las tres susceptibilidades principales de cada tensor de susceptibilidad pueden ser combinadas de muy diversas formas para definir un escalar único asociado con cada tensor. A pesar de la gran diversidad de posibles combinaciones (p. ej., Cañón-Tapia, 1994) los parámetros escalares se pueden agrupar en tres grupos diferentes. El significado de cada uno de estos grupos de parámetros se aprecia mas fácilmente si se visualiza al tensor de susceptibilidad como un elipsoide con semiejes de tamaño igual a cada una de las tres susceptibilidades principales (Nye, 1964), de manera que un tipo de parámetros es proporcional al tamaño (volumen) del elipsoide, otro tipo de parámetros representa su excentricidad y el tercer tipo de parámetros es una medida de su forma (es decir, indica si el elipsoide es alargado o aplanado en 3 dimensiones). Es importante aclarar que esta representación geométrica de un tensor de segundo rango no es única, y por lo mismo la interpretación de los parámetros no está asociada a ningún proceso físico en particular. Aunque hasta el momento no es posible asociar un valor específico de un parámetro en particular con un proceso físico determinado, debido en parte a la poca atención que ha recibido este aspecto de la susceptibilidad magnética, se tienen indicios de que existe una relación determinística entre algunos parámetros físicos y los parámetros de ASM, como se verá mas adelante.

El primer tipo de parámetro escalar a considerarse es proporcional al volumen del elipsoide, y se calcula como el promedio de las tres susceptibilidades principales. Este parámetro se conoce

como la susceptibilidad media. Aunque es posible calcular el promedio de las susceptibilidades principales de dos maneras distintas (promedio aritmético y promedio geométrico), en la práctica se encuentra poca diferencia en el método utilizado debido a que las susceptibilidades máxima y mínima generalmente difieren poco entre sí. En este trabajo se calculó el valor de la susceptibilidad media como el promedio aritmético de las tres susceptibilidades principales. La susceptibilidad media de todos los especímenes colectados es de $.0073 \pm .0056$ (en el Sistema Internacional de medidas la susceptibilidad magnética es un número sin unidades). Este valor es comparable a la susceptibilidad media de flujos de lava en Hawai'i (Cañón-Tapia *et al.*, 1997) y a los productos del volcán Xitle al sur de la ciudad de México (Cañón-Tapia *et al.*, 1995), aunque existe una diferencia importante entre el valor de la susceptibilidad media en las partes vesiculada (.0036 $\pm$.0018) y no vesiculada (.010 $\pm$.0059) del flujo Birkett. Este aumento en la susceptibilidad media no está relacionado con la mayor vesicularidad de los especímenes en la parte superior del flujo, ya que al calcular

la susceptibilidad media por unidad de masa de cada especimen la diferencia entre las dos secciones del flujo se preserva (Figura 5). Por otro lado, a pesar de algunas fluctuaciones, se puede observar un aumento paulatino en el valor de la susceptibilidad magnética con la profundidad en el flujo Birkett, mismo que puede ser atribuido a un aumento similar en el contenido de minerales ferromagnéticos. Otra explicación requiere de un cambio sistemático en la composición química de esta fracción con la profundidad (p. ej., titanomagnetitas más ricas en Ti en la parte superior y más ricas en Fe en la parte inferior), posiblemente asociado con escape preferencial de hidrógeno de las partes centrales del flujo de lava durante su enfriamiento. Sin embargo, las zonas de mayor oxidación, y por consecuencia en las que se esperaba tener una mayor susceptibilidad media, son las partes centrales de flujos de lava muy gruesos (Petersen, 1976), de manera que esta hipótesis no parece contar con evidencia a su favor por el momento. Resulta entonces necesario hacer pruebas detalladas de la mineralogía magnética de este flujo para llegar a una interpretación más concluyente.

El segundo tipo de parámetro escalar relacionado con el tensor de susceptibilidad mide el grado de excentricidad del elipsoide asociado, y se conoce como el grado de anisotropía. Se han propuesto un gran número de formas para calcular este parámetro, aunque los resultados cualitativos obtenidos con cada una de ellas varían muy poco entre sí (Cañón-Tapia, 1994). En este trabajo se reporta el grado de anisotropía usando el parámetro definido por $A = 100 \times (1 - k_3 / (2k_1 - k_2/2k_1))$, donde k_1 , k_2 y k_3 corresponden a los valores de las susceptibilidades máxima, intermedia y mínima, respectivamente. La ventaja relativa de este parámetro con respecto a algunos otros es que incluye las tres susceptibilidades principales en su definición y puede tomar valores únicamente en el rango de 0 a 100 (0 corresponde a un tensor isotrópico). El grado de anisotropía de todos los especímenes del flujo Birkett es menor a 6% (valor promedio $1.5\% \pm 1.4\%$), aunque en la parte vesiculada del flujo es mucho menor que en la parte no vesiculada (Figura 6). Aparentemente los especímenes con mayor grado de anisotropía en la parte con estratificación vesicular del flujo se encuentran en las zonas libres de vesículas que separan dos franjas con una distribución de vesículas distintiva. Sin embargo, al no contar mas que con especímenes de dos de tales franjas no es claro si este patrón de variación es consistente a todo lo ancho de esta parte del flujo. Por otro lado, en la parte baja del flujo se observan fluctuaciones semicíclicas del grado de anisotropía. La zona inmediatamente debajo de la franja con fracturas horizontales, y la parte adyacente al contacto entre la zona con columnas gruesas y la zona con columnas delgadas en la parte más baja del flujo están caracterizadas por un grado de anisotropía relativamente alto, aunque también se observan otros lugares con valores altos del grado de anisotropía magnética al interior de la zona formada con columnas delgadas para los cuales no hay una explicación inmediata, pero que parecen eliminar la posibilidad de que las fluctuaciones del grado de anisotropía magnética estén determinadas por cambios en la estructura columnar del flujo. A pesar de que tanto el valor del grado de

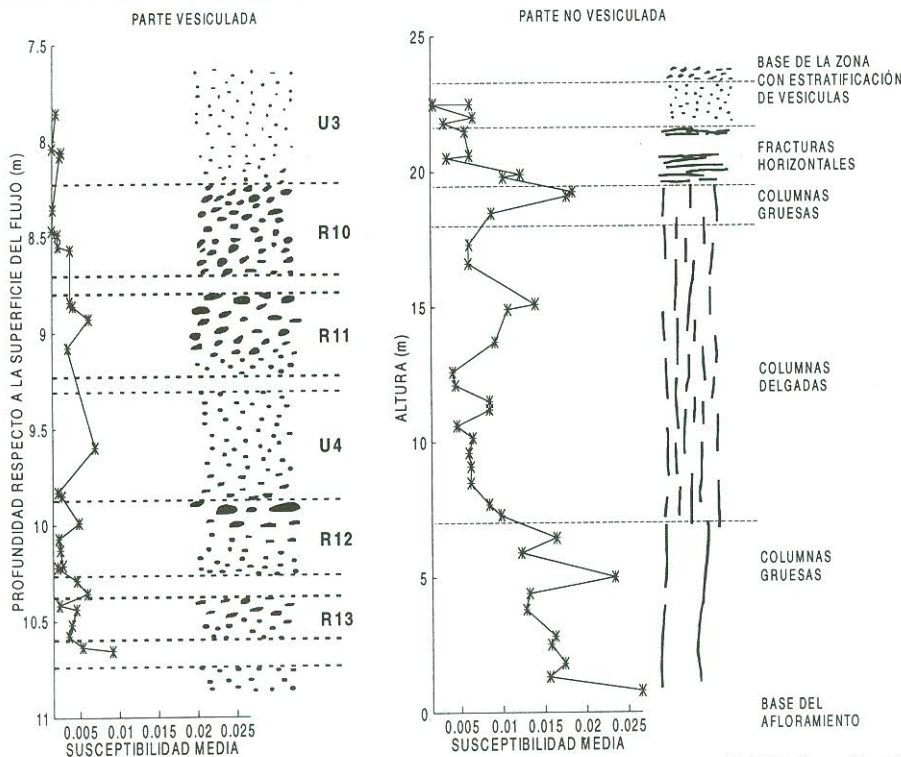


Figura 5. Variación vertical de la susceptibilidad magnética. a) susceptibilidad media, b) susceptibilidad media por unidad de masa. Nótase la diferencia de escala entre los diagramas correspondientes a la parte superior y a la parte inferior del flujo.

anisotropía y el de la susceptibilidad media aumentan con la profundidad en el flujo, no existe una correlación directa entre ambos parámetros (Figura 7). El hecho de que ambos parámetros tengan un valor mayor en la parte inferior del afloramiento posiblemente está relacionado con el proceso de emplazamiento del flujo de lava según se explica más adelante.

El tercer tipo de parámetro escalar asociado con el tensor de susceptibilidad evalúa la forma del elipsoide (i.e., sirve para dar una idea de si el elipsoide es aplastado o alargado), y se conoce como parámetro de forma o, alternativamente, como fábrica magnética. Al igual que para el grado de anisotropía se han propuesto muchas definiciones de parámetros de forma, aunque en este caso se encuentra que existen algunas diferencias cualitativas en los resultados dependiendo de la definición utilizada. En este trabajo se calcularon parámetros de forma de acuerdo a las 17 definiciones examinadas por Cañón-Tapia (1994) y los resultados se graficaron contra la posición del espécimen en el flujo para comparar la variación de la forma del tensor de susceptibilidad con las estructuras

observadas en el afloramiento. La posición de algunos de los valores "pico" en la forma del tensor de susceptibilidad depende del parámetro utilizado, aunque existen partes del flujo de lava en las que consistentemente se encuentran especímenes con un tensor de susceptibilidad marcadamente más aplanado que en el resto del flujo. En la Figura 8 se muestra un ejemplo de la variación de la forma del tensor de susceptibilidad con la posición en el flujo, en donde se pueden observar claramente las zonas especiales mencionadas. Es importante destacar que todos los lugares marcados con una flecha en la figura presentan picos en la forma del tensor de susceptibilidad, independientemente de la definición usada para calcular el valor de dicho parámetro, por lo que es muy probable que en estas zonas se tenga realmente un tensor de susceptibilidad con características diferentes al que se encuentra en el resto del flujo. La existencia de valores pico en la forma del tensor de susceptibilidad en otras regiones del flujo de lava se considera por el momento como de dudoso origen debido a su dependencia en la definición usada para calcular el parámetro de forma.

DISCUSIÓN

El origen de la ASM en las rocas ígneas, y en particular en las rocas basálticas, está íntimamente ligado a la orientación preferencial y a la distribución de minerales de titanomagnetita, ya que la contribución de otras fases minerales en estas rocas es de mucha menor importancia (Borradaile, 1988, Borradaile y Henry, 1997). Haciendo a un lado la creación de minerales ferromagnéticos como resultado de procesos de alteración hidrotermal ocurridos mucho después de finalizado el emplazamiento de un flujo de lava, los efectos de las fuerzas de tipo mecánico que actúan sobre los minerales que esta contiene juegan un papel dominante en la definición de la ASM. Este efecto mecánico se puede dividir en dos etapas, dependiendo del tipo de fuerzas que están siendo aplicadas. En la primera etapa, la interacción de la fase líquida con los minerales que está arrastrando, así como la interacción mecánica entre los diferentes minerales durante el movimiento de la lava, son los factores dominantes, mientras que en la segunda etapa la diferencia de densidades entre los minerales y la fase líquida y la rigidez de esta última son los factores dominantes. La primera etapa corresponde al momento durante el cual la lava se encuentra en movimiento y la segunda etapa tiene lugar en el intervalo de tiempo que transcurre entre el momento en que la lava se detiene y el momento en que la lava se solidifica. Dependiendo del estado de solidificación alcanzado por la lava al detenerse, la segunda etapa puede no ser importante en algunos casos. De cualquier modo, el aspecto que merece mayor atención es que durante ambas etapas tanto la orientación como la distribución de los granos minerales son influenciadas mecánicamente por fuerzas hidráulicas, aunque la gran complejidad de este proceso impide definir una relación única y simple entre la orientación preferencial, la distribución de los granos de titanomagnetita y la ASM medida en una roca.

Para interpretar las mediciones de ASM, en un primer nivel de complejidad, ésta se considera relacionada directamente con la orientación preferencial de los granos de titanomagnetita, y se supone que

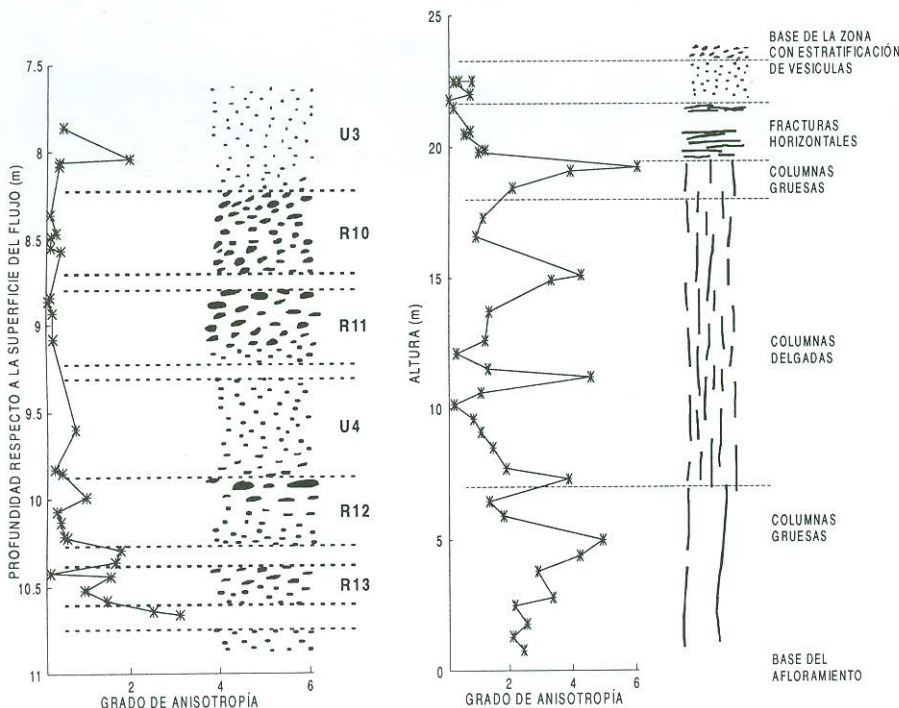


Figura 6. Variación vertical del grado de anisotropía en el flujo de lava Birkett. Nótese la diferencia de escala entre los diagramas correspondientes a la parte superior y a la parte inferior del flujo.

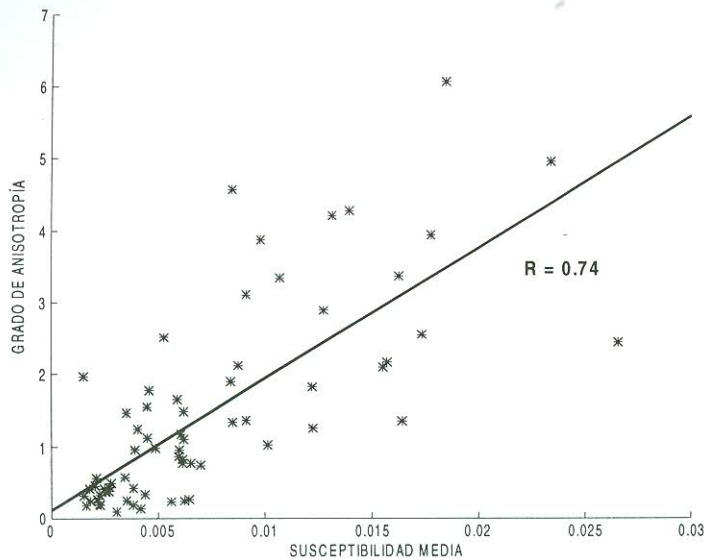


Figura 7. Gráfica de susceptibilidad magnética media contra grado de anisotropía. Nótese la gran dispersión en los datos y el pobre coeficiente de correlación entre ambas variables.

dicha orientación es el resultado exclusivo de las fuerzas que actúan durante la primer etapa de emplazamiento.

A pesar de que se pueden presentar complicaciones relacionadas con interacciones magnéticas o con la estructura magnética de los granos minerales ferromagnéticos, es razonable pensar que existe una cierta continuidad en la variación de la ASM de una roca como resultado de la continuidad mecánica en el proceso de emplazamiento de la misma. La aplicación de este criterio de continuidad ha permitido establecer una relación muy clara entre la orientación de los ejes principales de susceptibilidad y las fuerzas dentro del flujo responsables de la deformación de vesículas en lavas tipo 'a' (Cañón-Tapia *et al.*, 1996), así como entre otros aspectos de la ASM y algunas de las estructuras internas características de diversos tipos de lava en Hawai'i (Cañón-Tapia *et al.*, 1997). En el caso del flujo Birkett, se encuentra que varias de las características de su ASM son muy semejantes a las características de la ASM de los flujos de lava tipo pahoehoe hawaianos, lo que sugiere una analogía en las características de emplazamiento de las lavas tanto en Hawai'i como en el caso específico del flujo Birkett. Por otro lado, existen diferencias en algunas de las características de la ASM de los flujos de lava en ambos lugares que pueden interpretarse en el sentido de que marcan

diferencias importantes en el mecanismo exacto de su emplazamiento.

Por ejemplo, se sabe que los flujos de lava tipo pahoehoe tienden a detenerse cuando la lava en el interior se encuentra

aún en estado líquido, lo cual permite, bajo ciertas condiciones, el movimiento vertical de burbujas de gas y de granos minerales. Debido a la mayor densidad de los granos de titanomagnetita relativa a la densidad de la lava líquida (5.2 vs. 2.3 g/cm³), éstos deben tener una tendencia a hundirse, propiciando una mayor concentración en el fondo del flujo que en las partes altas del mismo. Esta diferencia en la abundancia relativa de granos de titanomagnetita puede producir un aumento en el valor de la susceptibilidad magnética con la profundidad en el flujo, independientemente de variaciones en la composición química de los minerales ferromagnéticos, pero este modelo no puede explicar las fluctuaciones observadas en el valor de la susceptibilidad media en el flujo Birkett.

Walker *et al.*, (1997) propusieron un modelo de crecimiento del flujo Birkett basado en la inyección sucesiva de pulsos de lava líquida cerca de una parte central de lava en reposo, pero que aún se

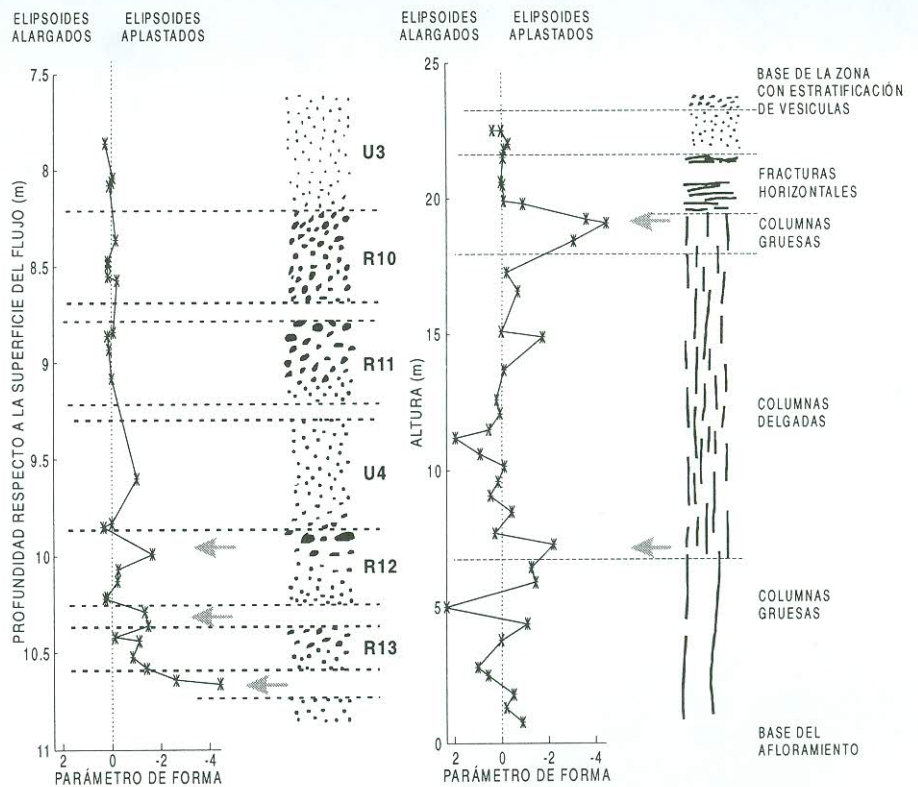


Figura 8. Ejemplo de la variación vertical de la forma del tensor de susceptibilidad observada en el flujo Birkett. La definición exacta del parámetro de forma usado en esta figura no afecta la localización de las zonas con valores "pico" marcadas por una flecha (ver el texto para mayores detalles). Nótese la diferencia de escala entre los diagramas correspondientes a la parte superior y a la parte inferior del flujo.

encuentra en estado semiplástico. Dicho de otro modo, la inyección de lava líquida debió haber tenido lugar entre un piso y un techo de lava relativamente rígida. De acuerdo a este modelo, el techo de lava encima de un nuevo pulso sirve de barrera para impedir el ascenso continuo de burbujas de gas, dando lugar a una capa de vesículas que termina mas o menos abruptamente en su parte superior. Del mismo modo, el piso de lava por debajo del nuevo pulso puede haber detenido el hundimiento de granos de titanomagnetita, propiciando la formación de lugares con concentraciones variables de material ferromagnético y por consiguiente, propiciando la fluctuación de la susceptibilidad magnética. Otra consecuencia de la inyección de lava entre un techo y un suelo semirígidos, es la creación de zonas de mayor deformación de la lava que está siendo inyectada. Estas franjas de mayor deformación se localizan en las inmediaciones de los márgenes superior e inferior del nuevo pulso de lava y pueden producir una imbricación opuesta de ejes principales de susceptibilidad tal y como la observada en la gran mayoría de los cuerpos intrusivos laminares estudiados en Hawai'i (Knight y Walker, 1988). La intrusión sucesiva de varios pulsos provoca que las zonas imbricadas se separen entre sí conforme el flujo de lava aumenta su grosor, dando lugar a una imbricación de ejes de susceptibilidad con una dirección opuesta entre la parte baja y alta del flujo, semejante a la observada en el flujo Birkett (Walker *et al.*, 1997). Es también en estas zonas marginales en donde los esfuerzos tangenciales de la lava en movimiento son mayores, y por consiguiente, en donde se esperaría tener un mayor grado de anisotropía y posiblemente tensores de susceptibilidad más aplastados. Sin embargo, ya que cada pulso de lava debió haber tenido un tiempo diferente para permitir la redistribución de las burbujas de gas y el hundimiento de minerales, es probable que tanto la excentricidad como la forma del tensor de susceptibilidad producido en los extremos de cada pulso de lava durante su emplazamiento se vieran modificados durante el lapso transcurrido entre la finalización del movimiento de un pulso y el inicio del siguiente. Una evolución esquemática de estos parámetros debida al acercamiento de minerales magnéticos a lo largo de la vertical ha sido descrita por Cañón-Tapia *et al.* (1996), y es enteramente compatible con las observaciones hechas en el flujo Birkett.

En resumen, tanto la orientación de ejes de susceptibilidad principales como el comportamiento semicíclico observado en los parámetros escalares asociados con el tensor de susceptibilidad son compatibles, en una primera aproximación, con un mecanismo de crecimiento endógeno del flujo Birkett. Mas aún, el modelo propuesto para el flujo Birkett postula la inyección de pulsos de lava en contraste con el crecimiento endógeno documentado por Hon *et al.* (1994) en Hawai'i, en donde la inyección de lava tuvo lugar de manera más bien continua. Sin embargo, es necesario hacer un estudio detallado de la variación de otras propiedades magnéticas con la profundidad en el flujo Birkett para poder delimitar la posible influencia de otros factores, como variaciones sistemáticas en la composición química o en la estructura magnética de los minerales ferromagnéticos, en la definición de los resultados

obtenidos. Así mismo, es necesario realizar un muestreo más detallado para poder determinar si las fluctuaciones observadas son progresivas, o bien son el resultado de especímenes aislados con características muy especiales. Ambas líneas de estudio se están desarrollando actualmente, por lo que una decisión definitiva respecto al mecanismo de emplazamiento de flujo Birkett debe aplazarse por el momento. De cualquier modo, este trabajo ejemplifica la manera en que los métodos magnéticos pueden usarse como una herramienta que ayuda al esclarecimiento de los procesos de emplazamiento de rocas volcánicas.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo no habría podido realizarse sin la ayuda de E. Herrero-Bervera, quien proporcionó el equipo necesario para la adquisición de muestras y me permitió el uso irrestricto de los instrumentos de su laboratorio en la Universidad de Hawai'i. El apoyo financiero para este trabajo fue proporcionado parcialmente por CONACyT y el fondo Jaggar Bequest de la Universidad de Hawai'i. También agradezco la asesoría de J. Mojarro durante la creación de las figuras y los arbitajes de Sergio Rodríguez y un revisor anónimo por sus atinados comentarios.

REFERENCIAS

- Anderson, D.L., 1994. Sublithospheric mantle as the source of continental flood basalts - the case against the continental lithosphere and plume head reservoirs. *Earth and Planetary Science Letters*, 123, 269-280.
- Arndt, N.T., Czamanske, G.K., Woode, J.L., and Fedorenko, V.A., 1993. Mantle and crustal contributions to continental flood volcanism. *Tectonophysics*, 223, 39-52.
- Borradaile, G.J., 1988. Magnetic susceptibility, petrofabrics and strain. *Tectonophysics*, 156, 1-20.
- Borradaile, G.J., and Henry, B., 1997. Tectonic applications of magnetic susceptibility and its anisotropy. *Earth Science Reviews*, 42, 49-93.
- Campbell, I.H., and Griffiths, R.W., 1990. Implications of mantle plume structure for the evolution of flood basalts. *Earth and Planetary Science Letters*, 99, 79-93.
- Cañón-Tapia, E., 1994. Anisotropy of magnetic susceptibility parameters: guidelines for their rational selection. *Pure and Applied Geophysics*, 142, 365-382.
- Cañón-Tapia, E., 1996. Single-grain versus distribution anisotropy: a simple three dimensional model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 94, 149-158.
- Cañón-Tapia, E., Walker, G.P.L., and Herrero-Bervera, E., 1995. Magnetic fabric and flow direction in basaltic pahoehoe lava of Xitle volcano, Mexico. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 65, 249-263.

- Cañón-Tapia, E., Walker, G.P.L., and Herrero-Bervera, E., 1996. The internal structure of lava flows - insights from AMS measurements I: near vent aa. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 70, 21-36.
- Cañón-Tapia, E., Walker, G.P.L., and Herrero-Bervera, E., 1997. The internal structure of lava flows - insights from AMS measurements II: Hawaiian pahoehoe, toothpaste lava and 'a'. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 76, 19-46.
- Carlson, R.W., 1991. Physical and chemical evidence for the cause and source characteristics of flood basalt volcanism. *Australian Journal of Earth Sciences*, 38, 525-544.
- Coffin, M.F., and Eldholm, O., 1994. Large igneous provinces: crustal structure, dimensions and external consequences. *Reviews of Geophysics*, 32, 1-36.
- Ernst, R.E., and Baragar, W.R.A., 1992. Evidence from magnetic fabric for the flow pattern of magma in the Mackenzie giant radiating swarm. *Nature*, 356, 511-513.
- Finnemore, S.L., Self, S., and Walker, G.P.L., 1993. Inflation features in lava flows of the Columbia River Basalts. EOS, American Geophysical Union Fall Meeting supplement, 74, 555.
- Hon, K.J., Kauahikaua, J., Denlinger, R., and Mackay, K., 1994. Emplacement and inflation of pahoehoe sheet flows: observations and measurements of active lava flows on Kilauea volcano, Hawaii. *Geological Society of America, Bulletin*, 106, 351-370.
- Hooper, P.R., 1982. The Columbia River Basalts. *Science*, 215, 1463-1468.
- Hooper, P.R., 1988. The Columbia River Basalt. In Macdougall, J.D. (editor), *Continental flood basalts*. Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 1-33.
- Hooper, P.R., and Hawkesworth, C.J., 1993. Isotopic and geochemical constraints on the origin and evolution of Columbia River Basalts. *Journal of Petrology*, 34, 1203-1246.
- Knight, M.D., and Walker, G.P.L., 1988. Magma flow directions in dikes of the Koolau complex, Oahu, determined from magnetic fabric studies. *Journal of Geophysical Research*, 93, 4301-4319.
- Landon, R.D., and Long, P.E., 1989. Detailed stratigraphy of the N2 Grande Ronde Basalt, Columbia River Basalt Group, in the central Columbia Plateau. In Reidel, S.P., and Hooper, P.R. (eds.) *Volcanism and tectonism in the Columbia River Flood-Basalt Province*, Geological Society of America, Special Paper 239, 55-66.
- Long, P.E., and Wood, B.J., 1986. Structures, textures and cooling histories of Columbia River basalt flows. *Geological Society of America, Bulletin*, 97, 1144-1155.
- Macdougall, J.D. (editor), 1988. *Continental flood basalts*. Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 341pp.
- Mahoney, J.J., and Coffin, M.F. (editores), 1997. *Large Igneous Provinces*. American Geophysical Union Monograph, (en prensa).
- Nye, J.F., 1964. The physical properties of crystals. Clarendon Press, Oxford, 322pp.
- Reidel, S.P., 1997. On the emplacement of a Columbia River flood-basalt. *Geological Society of America, Bulletin*, (sometido).
- Petersen, N., 1976. Notes in the variation of magnetization within basalt lava flows and dikes. *Pure and Applied Geophysics*, 14, 177-193.
- Reidel, S.P., Long, P.E., Myers, C.W., and Mase, J., 1982. New evidences for greater than 3.2 km of Columbia River basalt beneath the central Columbia Plateau. EOS, 63, 173.
- Rochette, P., Jenatton, L., Dupuy, C., Boudier, F., and Reuber, I., 1991. Diabase dikes emplacement in the Oman ophiolite: a magnetic fabric study with reference to geochemistry. In Peters, T., Nicolas, A., and Coleman, R.G., (editores) *Ophiolite genesis and evolution of the oceanic lithosphere*. Ministry of Petroleum and Minerals, Sultanate of Oman, 55-82.
- Self, S., Thordarson, T., and Keszthelyi, L., 1997. Emplacement of continental flood basalt lava flows. In Mahoney, J.J., and Coffin, M., (editores) *American Geophysical Union Monograph on Large Igneous Provinces*, 381-410.
- Self, S., Thordarson, T., Keszthelyi, L., Walker, G.P.L., Hon, K., Murphy, M.T., Long, P., and Finnemore, S., 1996. A new model for the emplacement of Columbia River basalts as large, inflated pahoehoe lava flow fields. *Geophysical Research Letters*, 23, 2689-2692.
- Shaw, H.R., and Swanson, D.A., 1970. Eruption and flow rates of flood basalts. In Gilmour, E.H., and Stradling, D., (eds.) *Proc. Second Columbia River Basalt Symposium*, Eastern Washington State Coll. Press, Cheney, 271-299.
- Stephenson, A., Sadikun, S., and Potter, D.K., 1986. A theoretical and experimental comparison of the anisotropies of magnetic susceptibility and remanence in rocks and minerals. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 84, 185-200.
- Swanson, D.A., Wright, T.L., and Helz, R.T., 1975. Linear vent systems and estimated rates of magma production and eruption for the Yakima Basalt on the Columbia Plateau. *American Journal of Science*, 275, 877-905.
- Swanson, D.A., Wright, T.L., Hooper, P.R., and Bentley, R.D., 1979. Revisions in stratigraphic nomenclature of the Columbia River Basalt Group. *United States Geological Survey Bulletin*, 1457-G, 59pp.
- Walker, G.P.L., 1991. Structure and origin by injection under surface crust, of tumuli, "lava rises", "lava-rise pits", and "lava inflation clefts" in Hawaii. *Bulletin of Volcanology*, 53, 546-558.
- Walker, G.P.L., Cañón-Tapia, E., and Herrero-Bervera, E., 1997. Origin of vesicle layering and double imbrication by endogenous growth in the Birkett basalt flow (Columbia River Plateau). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, (en prensa).
- White, R.S., and McKenzie, D., 1989. Magmatism at rift zones: the generation of volcanic continental margins and flood basalts. *Journal of Geophysical Research*, 94, 7685-7729.
- Wilmoth, R.A., and Walker, G.P.L., 1993. P-type and S-type pahoehoe: a study of vesicle distribution patterns in Hawaiian lava flows. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 55, 129-142.
- Wilson, M., 1991. *Igneous petrogenesis. A global tectonic approach*. Harper Collins Academic, London, 469pp.