

PROPIEDADES FÍSICAS DE LOS MAGMAS

R. Ortiz

Dpto. Volcanología. Museo Nacional de Ciencias Naturales. CSIC. c/ José Gutiérrez Abascal 2. 28006 Madrid.

PRESIÓN, TENSIÓN Y CIZALLA

El concepto de presión es conocido, fuerza por unidad de superficie. Sin embargo esto es sólo cierto en el caso de un líquido ideal, pues la presión exige que la fuerza sea normal a la superficie

$$P = \left(\frac{\partial \vec{F}}{\partial \vec{S}} \right)_{\perp}$$

Recordemos que en un fluido ideal, la presión aplicada en un punto se transmite por igual en todas las direcciones. En el caso de que no se cumpla esta condición de perpendicularidad no podemos hablar de presión sino que nos aparece el concepto de tensión

$$T_{\angle} = \left(\frac{\partial \vec{F}}{\partial \vec{S}} \right)_{\angle}$$

En el caso de la tensión, ésta generalmente varía de un punto a otro y además varía con la dirección. En general las tensiones deberemos expresarlas en forma *tensorial*. Un caso particular es cuando la fuerza y la superficie son paralelas, apareciendo entonces el concepto de cizalla, como la fuerza entre dos superficies muy próximas. La fuerza de cizalla es precisamente la que introduce el concepto de viscosidad

$$C = \left(\frac{\partial \vec{F}_x}{\partial \vec{S}} \right)_{=}$$

Siempre se puede descomponer una tensión en una componente de presión y otra de cizalla.

DENSIDAD

La densidad ρ es masa por unidad de volumen

$$\rho = \frac{\partial m}{\partial V}$$

En general, la densidad de una mezcla de elementos debería ser fácilmente calculable en base a conocer las masas y los volúmenes elementales. Sin embargo, pueden quedar volúmenes muertos y resultar una densidad menor, como disolverse ciertos elementos en otros y resultar

por ello una densidad mayor. Debe tenerse presente que la densidad de un medio puede cambiar al variar la presión y al variar la temperatura, pero esta variación no tiene porque ser en un determinado sentido, recordemos el agua, cuya máxima densidad se presenta aproximadamente a cuatro grados centígrados, disminuyendo tanto a temperaturas más bajas como más altas. Un magma es, a estos efectos, un fluido compuesto por una fracción mayoritariamente fundida en la que están englobados una serie de sólidos (cristales y vidrios) y gases en disolución o burbujas más o menos desarrolladas. El cálculo de la densidad (Sparks y Huppert, 1984) se realiza mediante la expresión

$$\rho = \frac{\sum_i x_i M_i}{\sum_i x_i V_i}$$

donde x_i , M_i y V_i son respectivamente la fracción molar, el peso molecular y el volumen molar parcial del elemento i . En general, es posible obtener un buen ajuste salvo para el Al_2O_3 y el Fe_2O_3 . Durante el proceso de fraccionamiento de un fundido inicial de densidad ρ_i cristalizan una serie de minerales extrayendo para ello una fracción r_j de elementos del fundido inicial. El parámetro densidad de fraccionamiento se define en base a los elementos que cristalizan como

$$\rho_c = \frac{\sum_i r_i M_i}{\sum_i r_i V_i}$$

la densidad del fundido, cuando cristaliza una fracción molar X se obtendrá mediante

$$\rho_f = \frac{\sum_j (x_j - X r_j) M_j}{\sum_j (x_j - X r_j) V_j}$$

que se puede simplificar en base a las densidades y volúmenes de la fase inicial y cristalizada en la forma

$$\rho_f = \rho_i \frac{1 - \frac{\rho_c V_c}{\rho_i V_i} X}{1 - \frac{V_c}{V_i} X}$$

Según la densidad del elemento que cristaliza sea mayor o menor que la densidad del fundido inicial, la densidad del magma disminuye o aumenta durante la cristalización fraccionada. Esto presenta una gran importancia en la evolución de las cámaras magmáticas, ya que en las fases

iniciales de la evolución, la densidad del magma disminuye mientras que al final del proceso vuelve a aumentar. Este efecto desestabiliza gravitacionalmente la estratificación de la cámara.

VISCOSIDAD

Consideremos un fluido contenido entre dos grandes láminas, planas y paralelas. La tensión que aparece al desplazar una lámina con respecto a la otra a velocidad constante esta relacionada con la separación de las láminas a través de la viscosidad μ del fluido (Bird et al., 1964)

$$\tau_{yx} = \frac{\partial \vec{F}}{\partial \vec{S}} = -\mu \frac{\partial v_x}{\partial y}$$

Los fluidos en los que μ es constante se denominan fluidos newtonianos. El modelo newtoniano de la viscosidad de un fluido no es siempre aplicable. Cuando la cizalla es pequeña es muy frecuente que el fluido se detenga, es decir existe una *cizalla umbral* τ_0 que hay que superar para que el fluido se mueva. Este tipo de fluidos se conocen como fluidos Bingham. La ecuación que nos relaciona la tensión con la cizalla umbral y la viscosidad es

$$\tau_{xy} = -\mu \frac{\partial v_x}{\partial y} + \tau_0 \quad \text{si } |\tau_{xy} - \tau_0| > 0$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = 0 \quad \text{si } |\tau_{xy}| < \tau_0$$

En muchos casos es posible utilizar una aproximación newtoniana sin gran error, salvo cuando se estén estudiando efectos de borde o de tapón, que están directamente ligados a la constante de cizalla umbral (Araña y Ortiz, 1984). La viscosidad de un magma varía por efecto de la composición química, la presión, la temperatura y los contenidos en volátiles, cristales y burbujas. La variación de la viscosidad con la presión es insignificante. Sin embargo, pueden aparecer importantes variaciones de viscosidad si el magma presenta un alto contenido en volátiles (agua), ya que la presión ejerce un fuerte control en la solubilidad del agua en el magma. La viscosidad de un gas a baja densidad aumenta con la temperatura mientras que en un líquido disminuye. Para los silicatos, la viscosidad a altas temperaturas sigue aproximadamente un comportamiento exponencial con la inversa de la temperatura absoluta (Bottinga y Weill, 1972; Shaw, 1972; Taniguchi, 1995)

$$\mu = \mu_0 e^{\frac{E}{RT}}$$

donde μ_0 es la viscosidad límite a muy altas temperaturas, E una constante conocida como energía de activación, R es la constante universal de los gases y T la temperatura absoluta. Si se

admite que es válida la ley de las mezclas (Shaw, 1972), la viscosidad de la mezcla se puede calcular en base a las viscosidades límites y energías de activación de los distintos componentes elementales. Para ello, se asume que la viscosidad puede expresarse en la forma

$$\ln \mu = s \left(\frac{10^4}{T} \right) - s C_T + C_\mu$$

donde s es la pendiente de la mezcla multicomponente y C_μ las coordenadas del punto de intersección que se admite valen

$$C_\mu = -6.4 \quad C_T = 1.5$$

Para cada componente se introduce un coeficiente s_i , calculándose el producto de la fracción molar X_i por s_i y la fracción molar del SiO_2

Componente	P. molecular	% peso	Moles	X_i	s_i	$s_i X_{\text{SiO}_2}$	$X_i s_i X_{\text{SiO}_2}$
SiO_2	60.09	71.9	1.195	0.627	-	-	-
Al_2O_3	101.94	12.1	0.238	0.125	6.7	4.20	0.53
Fe_2O_3	159.70	0.57	0.007	0.004	3.4	2.13	0.008
FeO	71.85	0.52	0.007	0.004	3.4	2.13	0.008
MgO	40.32	0.04	0.001	0.001	3.4	2.13	0.002
CaO	56.08	0.27	0.005	0.003	4.5	2.82	0.008
TiO_2	79.90	0.09	0.001	0.001	4.5	2.82	0.002
Na_2O	61.98	3.94	0.064	0.033	2.8	1.75	0.057
K_2O	94.20	4.32	0.046	0.024	2.8	1.75	0.042
H_2O	18.02	6.20	0.344	0.180	2	1.25	0.23
Suma		99.95	1.908				0.887

pendiente media

$$s = \frac{\sum X_i (s_i X_{\text{SiO}_2})}{1 - X_{\text{SiO}_2}}$$

substituyendo se obtiene

$$s = \frac{0.877}{1 - 0.627} = 2.39$$

La viscosidad límite se calcula mediante

$$\ln \mu_0 = C_\mu - s C_T = -6.40 + 2.39 * 1.50 = -2.815$$

Estos modelos de viscosidad son sólo válidos a muy altas temperaturas. La presencia de cristales debe tenerse presente en dos aspectos:

- Los cristales modifican la composición química del líquido y por consiguiente la viscosidad debe calcularse con la composición efectiva del líquido (McBirney y Murase, 1984).
- La presencia de cristales (o burbujas) aumenta la viscosidad del conjunto. Si el contenido en cristales no es grande se introduce una simple corrección a la viscosidad teniendo en cuenta el contenido en cristales y el tamaño de los mismos. La misma corrección se aplica para las burbujas de gas.

Para un magma con un contenido ϕ en volumen de cristales de pequeño tamaño y radio R se puede utilizar la corrección

$$\mu_{efectiva} = \mu(1 - R\phi)^{-2.5}$$

Cuando R no se conoce (cristales de tamaño inapreciable) se adopta para R el valor 1.35. El contenido x en agua disminuye la viscosidad efectiva del magma

$$\mu_{efectiva} = \mu e^{-135x}$$

Los cuadros 1 y 2 muestran los valores de la temperatura de emisión de lavas características y las viscosidades determinadas experimentalmente.

Cuadro 1 Temperaturas de emisión (Cas y Wright, 1987)

Lava	Temperatura °C
Riolita	700 - 900
Dacita	800 - 1100
Andesita	950 - 1200
Basalto	1000 - 1200

Cuadro 2 Medidas experimentales de viscosidad en dos lavas basálticas (Cas y Wright, 1987)

Erupción	Hawaii 1968	Etna 1975
Composición	basalto toleítico	Hawaita
Temperatura (°C)	1130-1135	1086
Contenido en cristales (% vol)	25-35	45
Cizalla umbral (N m ⁻²)	75-120	370
Viscosidad (Pa s) (Pa s = 1 dina s cm ⁻² = 10 Poise)	6.5-7.5x10 ²	9.4x10 ³

En algunos casos ha sido posible establecer relaciones experimentales de la dependencia de la viscosidad y la cizalla umbral con la temperatura

$$\log \mu = 24.22 - 0.0181T$$

$$\log \tau_0 = 13.67 - 0.089 T$$

μ en Poise, τ_0 en dina s cm⁻² y T en °C. Las constantes corresponden a la erupción del Izu-Oshima de 1951 (Ishihara et al., 1990).

FRAGMENTACIÓN

La energía básica disponible en una erupción es mayoritariamente energía térmica, aunque algunos procesos que tienen lugar antes de llegar a la superficie transforman una fracción más o menos significativa en otras formas. Especialmente importante es la energía asociada a la expansión de los gases. Esta energía, al disiparse rápidamente, corresponde a potencias (energía/tiempo) enormes. Este proceso de expansión de la fase gaseosa es el responsable de la explosividad de la erupción. Una forma de medir esta explosividad es recurriendo a la medida de la fragmentación, que está relacionada con la energía y el volumen total que interviene, mediante la fórmula empírica (Araña y Ortiz, 1984)

$$X = C E^{\frac{1}{6}} \left(\frac{V}{E} \right)^{\frac{4}{5}}$$

donde C es una constante, E es la energía, V el volumen afectado y X es la dimensión característica del fragmento. Esta expresión permite escalar la energía correspondiente a cada fase en la reconstrucción de una erupción antigua. El estudio de la fragmentación debe incluir necesariamente la distribución de tamaños y formas. La utilización del formalismo fractal (Turcotte, 1989) permite caracterizar la fragmentación mediante la dimensión fractal correspondiente ajustando una distribución de la forma

$$N = \frac{C}{r^D}$$

donde N es el número de elementos que exhiben la dimensión r y D la dimensión fractal de la distribución (**cuadro 3**).

Cuadro 3 Dimensión fractal de material fragmentario

Material fragmentario	Dimensión fractal
Basalto	1.44
Arenas	2.61
arenas y gravas	2.82
depósito glaciario	2.88
Pumitas	3.54

La técnica consiste en representar en escala logarítmica el número de fragmentos que corresponde a cada tamaño y ajustar una recta. Análogamente puede procederse con los perímetros y superficies de cada fragmento, lo que permite definir otras dos dimensiones fractales (Hayward et al., 1989).

NUCLEACIÓN Y EXPANSIÓN DE LAS BURBUJAS

El material fragmentario procede en su mayor parte de la expansión y posterior explosión de las burbujas de gas en el magma. La sobrepresión en el interior de una burbuja P es función del radio R y de la tensión superficial σ

$$P = 2 \frac{\sigma}{R}$$

la burbuja crece hasta que su presión interior se equilibra con la presión exterior. El gas disuelto en el magma se nuclea en burbujas (Sparks, 1978) cuando la diferencia δP entre la sobrepresión del gas disuelto y la presión de vapor supera la energía libre ΔG de formación de núcleos de tamaño crítico R^*

$$\Delta G < \frac{16}{3} \sigma^3 (\delta P)^2$$

siendo σ la tensión superficial (normalmente entre 200 y 400 dinas/cm, que puede caer hasta 30 dinas/cm si existe suficiente agua). En un sistema magmático esta condición se satisface en dos situaciones distintas: cuando el magma en su ascenso va alcanzando zonas de menor presión, por lo que va aumentando la sobrepresión de volátiles (primera ebullición o descompresión - exsolución -vesiculación) o cuando durante el proceso de cristalización se van concentrando los volátiles en la fase líquida con el consiguiente aumento de sobrepresión (segunda ebullición o cristalización - exsolución - vesiculación). El crecimiento inicial de las burbujas es función de la velocidad con la que el gas disuelto en el magma es incorporado en las burbujas incipientes. Este proceso esta controlado por la difusión del gas en el magma, y aproximadamente es

$$R = \sqrt{Dt}$$

siendo D el coeficiente de difusión del gas en el magma que para el agua disuelta responde a expresiones experimentales de la forma

$$-\log D = \log \mu + 5.82 - \frac{4100}{T}$$

y según otros autores (Cas y Wright, 1987)

$$\log D = 2 \log T - 1.33 \log \mu - 5.74$$

ambas función de la viscosidad μ y de la temperatura absoluta T. D para el agua varía entre 10^5 y 10^6 cm²/s en un magma basáltico a 1100-1300°C y entre 10^6 y 10^7 cm²/s en un magma riolítico a 750-850°C. Las burbujas, por su menor densidad tienden a ascender en el magma, estando controlada la velocidad de ascenso por la viscosidad del magma. La velocidad de ascenso de las burbujas se puede estimar en base a los números adimensionales de Reynolds, Re, de Eotvos, Eo y de Morton, M, definidos en base a las propiedades del líquido, densidad ρ viscosidad μ , tensión superficial σ , y del radio de la burbuja R y de la gravedad g

$$Re = \frac{2 R \rho v}{\mu} \quad Eo = \frac{4 g R^2 \delta\rho}{\sigma} \quad M = \frac{g \mu^4}{\rho \sigma^3}$$

El número de Morton para los magmas varía entre 10^5 y 10^{30} . Las relaciones empíricas entre estos números permiten estimar las velocidades de ascenso

$$Re = \frac{Eo^{1.5}}{18 M^{0.5}} \quad (Re < 0.2)$$

$$Re = 0.7 \frac{Eo^{0.75}}{M^{0.25}} \quad (Eo > 40, Re > 200)$$

Para valores intermedios es preciso realizar un calculo iterativo. Sobre el desarrollo de las burbujas se pone de manifiesto el efecto de frenado a la viscosidad del magma

$$P_b = P_m + 2 \frac{\sigma}{R} + \rho \left(\frac{dR}{dt} \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right) + 4 \mu \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$$

donde P_b es la presión en el interior de la burbuja, P_m la presión en el magma, σ la tensión superficial, μ la viscosidad y R el radio de la burbuja. Es importante señalar que la presión en el interior de la burbuja es la suma de la presión hidrostática del magma, la presión debida a la tensión superficial y a los términos de inercia y viscosidad. Estos dos últimos términos introducen un efecto de retardo, tanto mayor cuanto mayor sea la viscosidad del magma. Este hecho es muy importante ya que es el responsable de que la explosión de un domo ocurra frecuentemente mucho tiempo después de su emplazamiento. La disrupción del magma se produce cuando el tamaño de las burbujas es tal que éstas se interfieren mutuamente. En ese momento se produce la liberación del gas contenido en las burbujas que estallan, fragmentando el magma que constituía la pared de las burbujas. Estos fragmentos son arrastrados por el gas en su expansión hasta la presión atmosférica.

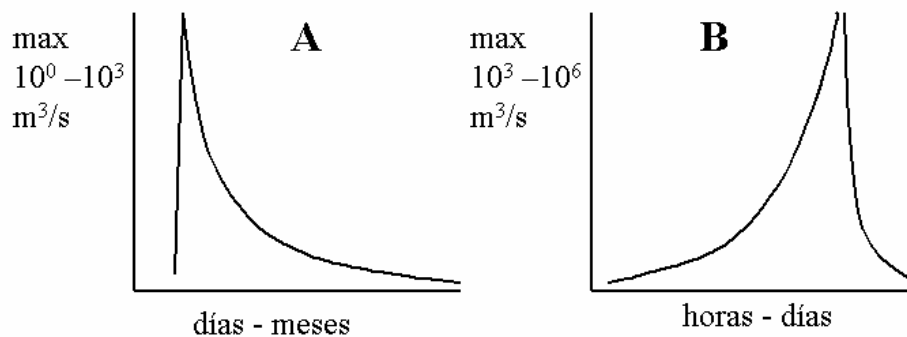


Figura 1. Pauta general de la descarga de magma en una erupción efusiva (A) y en una explosiva (B).

DESCARGA DEL MAGMA. DURACIÓN DE LA ERUPCIÓN

El conocer cual será la duración y magnitud de una erupción, una vez ésta se ha iniciado, es probablemente un reto científico que tiene, a efectos prácticos, una importancia y trascendencia mayor que acertar con antelación el día que se inicia la erupción (**figura 1**). Así, en las frecuentes erupciones efusivas se ha buscado una relación entre el ritmo de descarga y la duración de la erupción. Para estas erupciones se ha desarrollado un modelo muy simple pero que, sin embargo, se adapta bien a todos los datos conocidos de erupciones actuales y grandes ciclos eruptivos (Scandone, 1979; Wadge, 1981 y 1982; King, 1989). Se supone que en cada instante, la descarga magmática es proporcional a la cantidad Q de magma de la que se dispone

$$\frac{dQ}{dt} = -Q$$

Integrando se obtiene

$$Q(t) = Q_{\infty} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

expresión que permite calcular la constante de tiempo τ de la erupción que controla su duración, y el volumen total de magma emitido cuando finalice la erupción Q_{∞} a partir de los volúmenes emitidos durante las primeras horas. En algunos casos se ha observado que en los momentos iniciales la descarga magmática todavía no se ha estabilizado, por lo que el ajuste de la expresión anterior se realiza a partir del momento en que el ritmo de descarga ya no aumenta. La escasa precisión con que pueden conocerse los volúmenes emitidos en los primeros momentos de la erupción origina una alta indeterminación en el cálculo de la constante de tiempo de la erupción. Igualmente, al recalcular las constantes de tiempo a partir del conjunto de datos disponibles una vez terminada la erupción nos encontramos con que los errores en la medida de los pequeños flujos emitidos presentan un mayor peso en el cálculo de τ . Un método que permite conocer con mayor precisión en que momento ha transcurrido, desde el inicio de la erupción, un tiempo igual a la constante de tiempo de la erupción consiste en representar el producto del tiempo transcurrido y el flujo emitido $t * Q(t)$. Esta función presenta su máximo

para $t = \tau$, decreciendo regularmente a partir de ese punto. La duración de la erupción se puede estimar asumiendo que a partir de cuatro veces la constante de tiempo ya sólo quedará actividad residual.

En las erupciones de carácter explosivo, la duración de la erupción es mucho menor, siendo de solo unas pocas horas, o días, frente a los días, meses, de la erupción efusiva. La erupción en estos casos se inicia lentamente, hasta alcanzar su fase climática, a partir de la cual la actividad disminuye rápidamente. La razón de este comportamiento hay que buscarlo en la importancia que la fase gaseosa presenta en estas erupciones. El tiempo necesario para que se produzca la nucleación y posterior desarrollo y explosión de las burbujas en el seno de un gran volumen de magma muy viscoso es el responsable de este comportamiento (Scandone, 1996).

VELOCIDAD DE ASCENSO DEL MAGMA

La velocidad de ascenso del magma se puede calcular, en algunos casos, en base a la capacidad del magma de arrastrar enclaves de mayor densidad (Araña y Ortíz, 1984). Cuando se encuentran estos enclaves en las lavas emitidas, la velocidad de ascenso del magma puede calcularse, en primera aproximación mediante la fórmula de Stokes

$$V = \frac{2}{9} \frac{r^2 (\rho - \rho_m) g}{\mu}$$

donde r es el radio del enclave, g la gravedad, μ la viscosidad y ρ y ρ_m las densidades del enclave y el magma. Esta velocidad límite permite calcular el número de Reynolds Re y a partir de él, calcular el factor de forma C

$$C = \frac{24}{Re}$$

válida para Re menor que 0.1, y para valores mayores mediante

$$C = 18 Re^{-\frac{3}{5}}$$

y recalculando de nuevo la velocidad de ascenso mediante la expresión

$$V = \sqrt{\frac{8r(\rho - \rho_m)g}{3C\rho_m}}$$

Este proceso iterativo se repite hasta alcanzar la convergencia.

Una lava es un fluido Bingham y por consiguiente se debe tener en cuenta el efecto que la cizalla umbral supone en el mecanismo de ascenso de los enclaves. Este efecto se introduce

definiendo el radio crítico (Spera, 1980) como el radio de un enclave que se mantiene en suspensión en el magma debido a que la cizalla que produce es menor que el umbral

$$r_c = 3K \frac{\tau_0}{4g(\rho - \rho_m)}$$

donde K es una constante del orden de 5, y τ_0 es la cizalla umbral que se suele hacer proporcional al contenido en cristales y burbujas. La velocidad de ascenso del magma se calcula en función del radio del enclave r y del radio crítico r_c

$$V = .344 \left[(\rho - \rho_m) \frac{g}{\rho_m} \right]^{\frac{5}{7}} \left(\frac{\rho}{\mu} \right)^{\frac{3}{7}} (r - r_c)^{\frac{8}{7}}$$

Estas correcciones suelen disminuir la velocidad de ascenso hasta en un 50% (Sparks et al., 1977).

EXPLOSIÓN DE UN MAGMA

En erupciones de carácter explosivo, la descarga del magma depende de la expansión del gas retenido en el magma. Este proceso se desarrolla rápidamente y en unos pocos minutos es capaz de proyectar enormes volúmenes de materia. El modelo de la explosión deberá predecir tanto el proceso que se desencadene en el seno del magma como sus efectos en la atmósfera. La complejidad del fenómeno hace preciso su reducción a una sola dimensión, así como desprestigiar muchos procesos secundarios, como la geometría del conducto y la viscosidad. El modelo se basa en estudiar la onda de choque generada en un tubo. Un magma saturado (o subsaturado) se encuentra a alta presión confinado en un tubo por un diafragma que lo separa del aire y que en un momento determinado se abre. Como resultado, una onda de choque se propaga en el aire mientras que un abanico de expansión lo hace en el magma. Para establecer el modelo físico se considera la mezcla magma - vapor como un gas, el proceso de expansión como isoterma al ser la masa de gas pequeña frente a la del magma y el peso del magma - vapor despreciable frente al peso del magma del que procede (Turcotte et al., 1990). La solubilidad del gas (agua, CO₂, etc.) en el magma sigue la ley de Henry

$$\phi_s = k p^n$$

donde ϕ_s es la fracción de masa de vapor disuelta en el magma a la presión p, y k y n son dos constantes que dependen del magma y del gas que se considere. La evolución del sistema debe satisfacer las ecuaciones de conservación de la masa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0$$

y del momento

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x}$$

siendo u la velocidad según el eje x , t el tiempo y ρ la densidad. El sistema, introduciendo variables adimensionales, tiene solución analítica y permite obtener la expresión de la velocidad con que son emitidos los productos de la erupción

$$u = \sqrt{\Phi_0 RT_0} \ln \left(\frac{P_0}{P} \right)$$

en función de las condiciones originarias del magma Φ_0 , T_0 , p_0 y del proceso de expansión p_0/p . R es la constante universal de los gases. El modelo puede complicarse considerando simultáneamente el problema de la expansión de las burbujas. Se plantean las ecuaciones de conservación de la masa, el momento y las ecuaciones de estado (Dobran 1993).

BIBLIOGRAFÍA

- ARAÑA, V; ORTIZ, R. (1984). *Volcanología*. Rueda-CSIC, Madrid: 528 pp.
- BARNESLEY, M. (1988). *Fractals everywhere*. Academic Press Inc., Boston: 396 pp.
- BIRD, R. B.; STEWART, W. E.; LIGHTFOOT, E. N. (1964). *Fenómenos de transporte*. Reverté, Barcelona: 559 pp.
- BOTTINGA, Y.; WEILL, D. (1972). *The viscosity of magmatic silicate liquids: a model for calculation*. Amer. J. Sci., **272** :438-475
- CAS, R.; WRIGHT, J. (1987). *Volcanic Successions*. Allen & Unwin Publish., London: 528 pp.
- DOBRAN, F. (1993). *Global volcanic simulation of Vesuvius*. Giardini, Pisa: 148 pp.
- HAYWARD, J.; ORFORD, J.D.; WHALLEY, W. B. (1989). *Three implementations of fractal analysis of particle outlines*. Computers & Geosciences, **16/2** :199-207
- ISHIHARA, K.; IGUCHI, M.; KAMO, K. (1990). *Numerical simulation of lava flows on some volcanoes in Japan*. En *Lava Flows and Domes*, Fink, J. editor. Springer-Verlag, Nueva York: 174-207
- KING, C. Y. (1989). *Volume predictability of historical eruptions at Kilauea and Mauna Loa volcanoes*. J. Volcanol. Geotherm. Res., **38** :281-285
- MCBIRNEY, A.R.; MURASE, T. (1984). *Rheological properties of magmas*. Ann. Rev. Earth Planet Sci., **12** :337-357
- SCANDONE, R. (1979). *Effusion rate and energy balance of Paricutin eruption (1943-1952) Michoacan, Mexico*. J. Volcanol. Geotherm. Res., **6** :49-59
- SCANDONE, R. (1996). *Factors controlling the temporal evolution of explosive eruptions*. J. Volcanol. Geotherm. Res., **72** :71-83
- SHAW, H. R. (1972). *Viscosities of magmatic silicate liquids an empirical method of prediction*. Amer. J. Sci., **272** :870-893
- SPARKS, R. S. (1978). *The dynamics of bubble formation and growth in magmas: a review and analysis*. J. Volcanol. Geotherm. Res., **3** :1-37

- SPARKS, R. S.; HUPPERT, H. E. (1984). *Density changes during the fractional crystallization of basaltic magmas fluid dynamic implications*. Contrib. Mineral. Petrol., **85** :300-309
- SPARKS, R. S.; PINKERTON, H.; MAC DONALD, R. (1977). *The transport of xenoliths in magma*. Earth Planet. Sci. Letters, **35** :234-238
- SPERA, F. (1980). *Aspects of magma transport*. En Physics of magmatic processes. Martgraves editor. Princeton University Press: 265-323
- TANIGUCHI, H. (1995). *Universal viscosity equation for silicate melts over wide temperature and pressure ranges*. J. Volcanol. Geotherm. Res., **66** :1-8
- TURCOTTE, D. L. (1989). *Fractals in geology and geophysics*. PAGEOPH., **131** :171-196
- TURCOTTE, D. L.; OCKENDON, H.; OCKENDON, J. R.; COWLEY, S. J. (1990). *A mathematical model of vulcanian eruptions*. Geophys. J. Int., **103** :211-217
- WADGE, G. (1981). *The variation of magma discharge during basaltic eruptions*. J. Volcanol. Geotherm. Res., **7** :271-293
- WADGE, G. (1982). *Steady State Volcanism Evidence from eruption histories of poligenetic volcanoes*. J. Geophys. Res., **87** :4035-4049