

## INTRODUCCIÓN A LA FÍSICA DE LAS ERUPCIONES

R. Ortiz

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

### ENERGÍA Y MAGNITUD DE UNA ERUPCIÓN

La introducción del concepto de magnitud de una erupción debe estar relacionada con la energía disipada durante la erupción pero también reflejar la explosividad de la misma. En una primera aproximación se puede introducir la magnitud a partir de la energía que se disipa durante la erupción. Esta energía  $W$  es mayoritariamente energía térmica (cuadro 1) y se puede evaluar directamente a partir de la masa  $m$  de magma que interviene, de la temperatura de emisión  $T_e$ , de la temperatura ambiente  $T_a$ , el calor específico medio  $c$  y el calor de fusión  $L$ .

$$W = m c (T_e - T_a) + m L$$

En erupciones donde una parte importante del material se emite ya solidificado se deben considerar separadamente las distintas fracciones de material.

**Cuadro 1.** Distribución de la energía liberada durante la erupción del St. Helens (Decker y Decker, 1981)

Fecha 1980	Tipo de energía	Energía julios
20/3 a 18/5	Sísmica	$1.8 \times 10^{13}$
20/3 a 18/5	Deformación	$2 \times 10^{16}$
27/3 a 14/5	explosiones (térmica)	$1 \times 10^{14}$
18/5	avalancha (gravitatoria)	$5 \times 10^{16}$
18/5	avalancha (térmica)	$2 \times 10^{17}$
18/5	térmica (depósitos explosión)	$2 \times 10^{17}$
18/5	Hidrotérmica	$1 \times 10^{17}$
18/5	explosión (mecánica)	$3 \times 10^{16}$
18/5	nube de cenizas (térmica)	$8.3 \times 10^{17}$
18/5	oleadas piroclásticas (térmica)	$3.3 \times 10^{17}$
25/5 a 29/10	térmica (todos los procesos)	$1.7 \times 10^{17}$

La gran imprecisión con la que pueden evaluarse los volúmenes emitidos durante la erupción, permite que se puedan adoptar valores medios para el calor específico y el calor de cambio de estado (cuadro 2).

**Cuadro 2.** Propiedades térmicas medias de los materiales emitidos

calor específico	$c$	0.25 cal/g°C
calor de fusión	$L$	50 cal/g
densidad	$\rho$	2.5-3 g/cm <sup>3</sup>

En muchos casos, dada la simplicidad de la transformación de masa a energía y la dificultad en conocer la densidad media de todos los materiales emitidos en erupciones explosivas, muchos autores prefieren cuantificar la erupción simplemente con el volumen emitido. Por paralelismo con la cuantificación de los terremotos, donde el concepto de magnitud está universalmente admitido, se introduce la magnitud de una erupción mediante una expresión logarítmica del tipo

$$M = \log V + C$$

donde  $V$  es el volumen emitido y  $C$  es una constante que varía con el tipo de erupción. Algunos autores (Hedervari, 1963) introducen una nueva constante, en la forma

$$M = D(\log V + C)$$

utilizada así para poder comparar mejor distintos tipos de erupciones. En erupciones donde predominan las lavas y elevadas temperaturas de emisión (>1000 °C)

$$M = 0.60(\log V + 6.08)$$

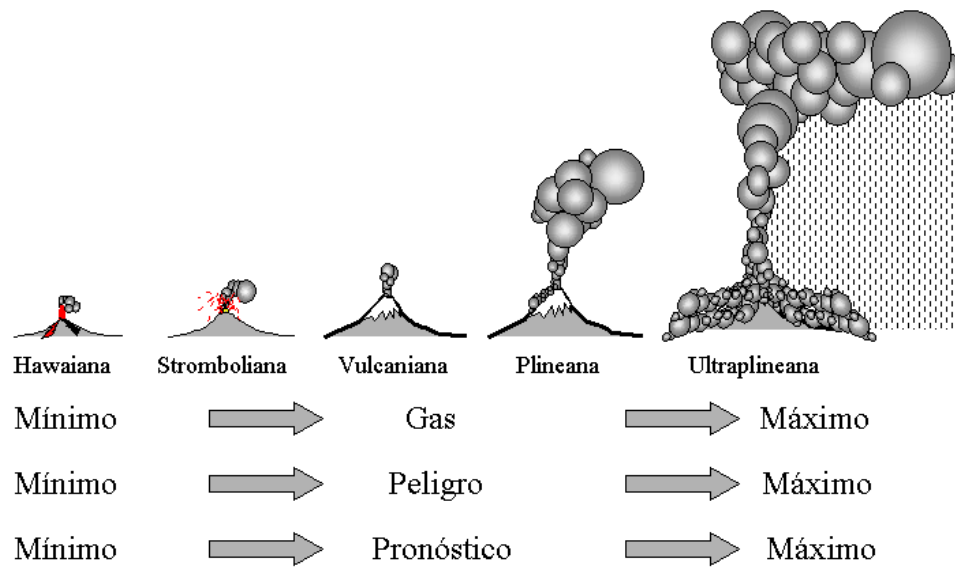
mientras que en erupciones donde predominan los fragmentos sólidos

$$M = 0.63(\log V + 4.95)$$

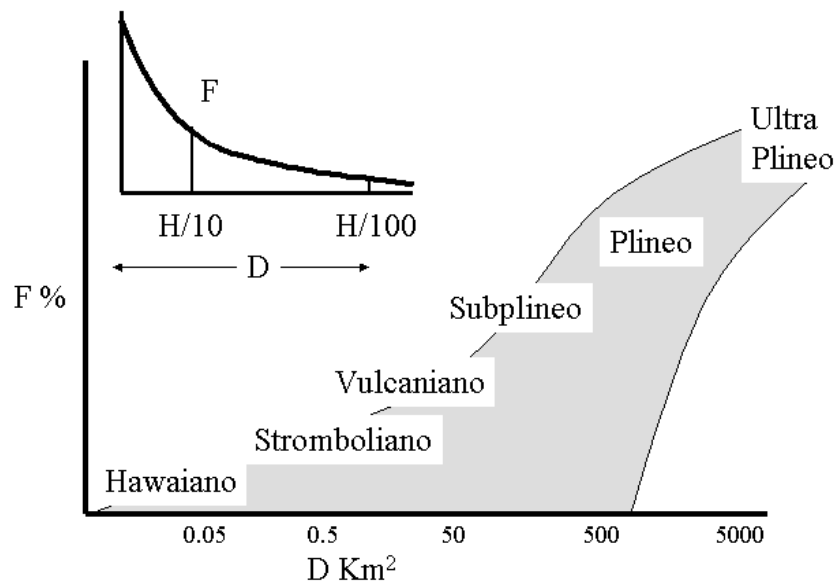
Es importante destacar que la introducción del concepto de magnitud en forma de logaritmo de una energía, permite utilizar modelos estadísticos de un modo semejante al seguido en Sismología. Sin embargo, estas magnitudes no reflejan exactamente la importancia de una erupción, especialmente cuando se trata de volcanismo explosivo (figuras 1 y 2). La solución de variar las constantes de la fórmula de magnitudes hace imposible comparar magnitudes asignadas por distintos grupos. La escala más extendida es el índice de explosividad **VEI** (Newhall y Self, 1982) donde interviene el volumen de material emitido y la altura alcanzada por la columna de piroclastos (cuadro 3). La explosividad de un magma está directamente relacionada con la cantidad de gas disponible, por ello la presencia de agua, en determinadas condiciones aumenta la explosividad dando origen a distintos procesos hidromagmáticos, que pueden desembocar en grandes erupciones freatomagmáticas (Wohletz y Sheridan, 1979; Wohletz y Mcqueen, 1984).

**Cuadro 3: Índice de Explosividad Volcánica VEI** (Newhall y Self, 1982)

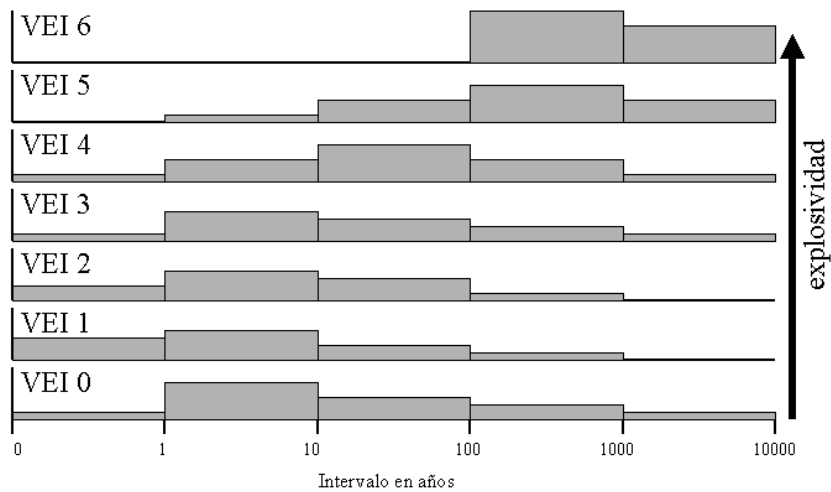
VEI	0	1	2	3	4	5
6	7	8				
Descripción	no explosiva	pequeña	moderada	media	grande	muy grande
severa	violenta	terrible				
Tipo erupción	Hawaiana	Stromboliana	Vulcaniana			
Plíneana	Ultra Plíneana					
Volumen (m <sup>3</sup> )	< 10 <sup>4</sup>	< 10 <sup>6</sup>	< 10 <sup>7</sup>	< 10 <sup>8</sup>	< 10 <sup>9</sup>	< 10 <sup>10</sup>
< 10 <sup>11</sup>	< 10 <sup>12</sup>					
Columna (Km.)	< 1	.1-1	1-5	3-15	10-25	> 25
.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
Duración (horas)	< 1	1-6	6-12			
> 12						
(solo fase explosiva)						



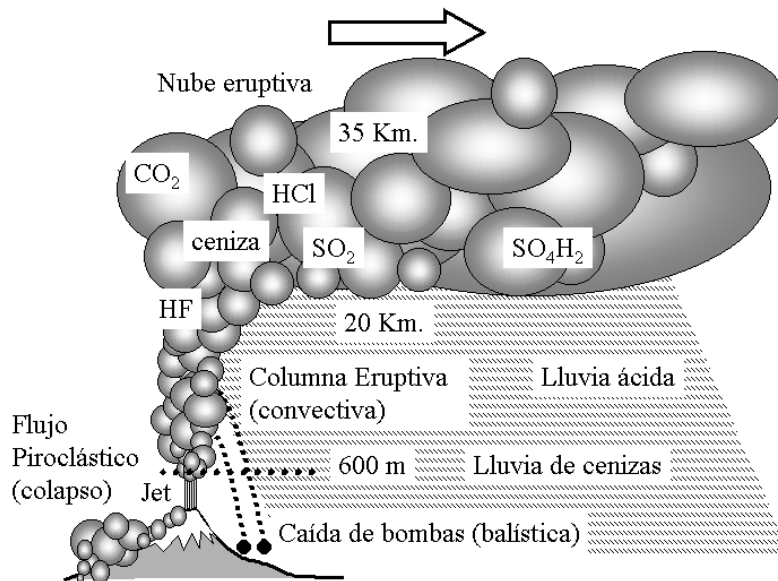
**Figura 1.** La cantidad de magma que interviene, el ritmo de emisión y el contenido en gas, determinan el mecanismo eruptivo. La peligrosidad de la erupción y la posibilidad de pronóstico es tanto mayor cuanto mayor sea la cantidad de magma que vaya a movilizarse en poco tiempo.



**Figura 2.** La clasificación de las erupciones se realiza en función del área cubierta contenida entre las isopacas correspondientes a 1/10 y 1/100 de la altura máxima (Walker, 1973 y 1981).



**Figura 3.** El intervalo entre erupciones aumenta con el índice de explosividad, así mientras los periodos de retorno para las erupciones de VEI menor que 4 es del orden de 10 años, para erupciones con VEI 5 ó 6 está entre 100 y 1000 años (Simkim y Siebert, 1994)



**Figura 4.** La columna eruptiva es la característica más representativa de una erupción explosiva. Esta columna está formada por una mezcla de cenizas y gases que ascienden adiabáticamente. Los flujos piroclásticos corresponden a colapsos de la columna al fallar su capacidad ascensional. Los fragmentos más pesados son proyectados balísticamente (bombas). Las partículas más finas se dispersan en la atmósfera, cayendo en forma de lluvia de cenizas a grandes distancias del volcán. Los gases pueden permanecer mucho tiempo en la estratosfera.

## PROYECCIÓN BALÍSTICA

La proyección de fragmentos en una erupción en primera aproximación responde al modelo elemental del tiro parabólico en el que sólo interviene la gravedad  $g$ , el ángulo de tiro  $\alpha$  y la velocidad inicial  $V_0$  (Araña y Ortiz, 1984)

$$r = \frac{V_0^2 \operatorname{sen}(2\alpha)}{g}$$

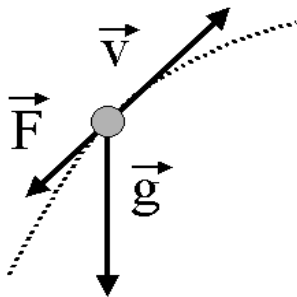
$$h = \frac{1}{2} \frac{V_0^2 \operatorname{sen}^2(\alpha)}{g}$$

siendo  $r$  el alcance máximo horizontal y  $h$  la altura alcanzada. La energía viene dada en función de la velocidad inicial o del alcance máximo por

$$E = \frac{1}{2} m V_0^2 = \frac{1}{2} m g r$$

Cuando la velocidad de proyección de los fragmentos es elevada o bien cuando la densidad de éstos es pequeña, no es posible despreciar la influencia del aire en el movimiento de la bomba. En tal caso (figura 5), la velocidad de la bomba responde a la ecuación diferencial vectorial del movimiento de la bomba. (Steynberg y Babenco, 1978)

$$m \frac{d\vec{V}}{dt} = -\rho \frac{C S V^2}{2} \frac{\vec{V}}{|\vec{V}|} - m \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_r} \right) \vec{g}$$



**Figura 5.** El estudio del movimiento de una bomba debe tener en cuenta el efecto de frenado por el aire. Para ello, hay que considerar la ecuación diferencial que relaciona el vector velocidad  $\vec{V}$  con la gravedad  $\vec{g}$  y el frenado  $\vec{F}$  producido por el aire.  $\vec{F}$  es un vector opuesto a la velocidad.

en función de la densidad del aire  $\rho$  y de las características del proyectil:  $\rho_r$  densidad,  $S$  sección y masa  $m$ .  $C$  es un coeficiente de rozamiento función de la forma del proyectil y de las propiedades del aire, en condiciones normales (20°C, 1 atmósfera) se admite 0.65 para velocidades subsónicas y 1.25 a velocidades supersónicas. En el último término aparece el cociente de densidades, aire/proyectil, que tiene mucha importancia en materiales muy

vacuolares. El ángulo bajo el que son proyectados los fragmentos está condicionado por la geometría del conducto de salida que actúa a modo de diafragma

$$\alpha = \operatorname{atan}\left(\frac{a}{2h}\right)$$

donde  $a$  es la anchura del conducto y  $h$  la profundidad desde donde se produce la proyección. Cuando se realiza el estudio de una explosión mediante un registro fotográfico se debe tener presente que las trayectorias están vistas proyectadas sobre un plano y debe reconstruirse la trayectoria original, bien estudiando las trazas individuales de la imagen de cada fragmento obtenida mediante varias cámaras sincronizadas o mediante un modelo estadístico que considere el conjunto de la proyección.

### **VELOCIDAD DEL SONIDO**

La velocidad del sonido es la velocidad con la que se propaga una onda de presión en un medio. La velocidad del sonido  $c$  en los líquidos y los gases es

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$$

donde  $K$  es el módulo de compresibilidad y  $\rho$  la densidad del medio no perturbado. El proceso de deformación del líquido o gas, al propagarse en ellos las ondas acústicas, puede considerarse adiabático. En este caso y para un gas ideal, la velocidad del sonido puede expresarse como

$$c = \sqrt{\frac{\gamma R T}{M}}$$

en función de la constante universal de los gases  $R$ , de la temperatura absoluta  $T$  y de las propiedades del gas: peso molecular  $M$  e índice adiabático  $\gamma$ . El índice adiabático  $\gamma$  se define como el cociente entre los calores específicos del gas a presión constante  $C_p$  y a volumen constante  $C_v$ . Esta expresión puede aplicarse en el caso de una mezcla de gases, para ello debe calcularse el peso molecular equivalente a la mezcla y el índice adiabático correspondiente. Para el aire se tiene

Peso molecular aire 29      Índice adiabático  $\gamma$  1.4

Un caso frecuente en Volcanología es el de conocer la velocidad del sonido correspondiente al chorro de emisión en una erupción (Kieffer, 1984). Éste está formado por gas que arrastra partículas de tamaños muy variados siendo especialmente importantes las más pequeñas. Éstas, por su tamaño, están en equilibrio térmico con el gas en todo instante. Por ello se debe tener presente su capacidad calorífica en el cálculo de  $\gamma$  y modificar el peso molecular  $M$ . Si  $x$  es el contenido en peso de sólidos (pequeños) de capacidad calorífica  $C$ , se tiene

$$\gamma = \frac{C_p + x C}{C_v + x C}$$

$$M = M ( 1 + x )$$

Obsérvese que cuando aumenta el contenido x en sólidos la velocidad del sonido disminuye, ya que  $\gamma$  tiende a 1, mientras que el peso molecular continúa creciendo con x. En estos cálculos es útil recordar que  $C_p - C_v = 2 \text{ cal/gK}$

La onda de choque es la propagación en un medio gaseoso, líquido o sólido, de una superficie en la cual se produce un aumento brusco de presión acompañado de un cambio de densidad, temperatura y velocidad de desplazamiento del medio. Esta superficie se denomina superficie de discontinuidad o frente de choque. Las ondas de choque surgen en las explosiones y en el movimiento de cuerpos a velocidades supersónicas. La velocidad de propagación de la onda de choque respecto del medio no perturbado es mayor que la velocidad del sonido en el mismo medio. En los cálculos se utiliza la velocidad referida a la velocidad de sonido en el medio ( $v/c$ ) que se denomina número de Mach. Esta situación se presenta frecuentemente en el estudio de erupciones, ya que la elevada cantidad en fragmentos sólidos que arrastran los gases a la velocidad del sonido en la mezcla es más baja que la velocidad de emisión y en consecuencia aparecen frecuentemente fenómenos asociados a ondas de choque. (Kieffer, 1981)

## FLUIDIZACIÓN

Un flujo piroclástico se caracteriza por su movilidad. Ello es debido a que aunque mayoritariamente se trate de un conjunto de partículas sólidas, éstas se comportan como un fluido. Este fenómeno se conoce como fluidización y se produce cuando un fluido interacciona con un conjunto de partículas sólidas bajo determinadas circunstancias. La velocidad a la que este fenómeno aparece se denomina *mínima velocidad de fluidización*  $U_{mf}$ . Según la velocidad sea menor o mayor que  $U_{mf}$  se está ante un flujo denso o un flujo diluido. La velocidad mínima de fluidización por gas de un lecho de partículas puede evaluarse mediante la relación empírica (Sparks, 1978; Wilson, 1980 y 1984)

$$\frac{1.75}{Q e^3} \left( \frac{d U_{mf} \rho_g}{\mu} \right)^2 + \frac{150 (1 - e) d U_{mf} \rho_g}{Q^2 e^3 \mu} = \frac{d^3 \rho_g (\rho_s - \rho_g) g}{\mu^2}$$

donde  $U_{mf}$  es la velocidad mínima de fluidización (cm/s),  $\rho_s$  y  $\rho_g$  las densidades de las partículas y del gas ( $\text{g/cm}^3$ ), d es el diámetro medio de las partículas, Q la esfericidad (superficie de la esfera / superficie de la partícula, teniendo ambas el mismo volumen), e vacuidad por unidad de volumen a la velocidad mínima de fluidización,  $\mu$  viscosidad del gas (poise = 0.1 Pa s) y g gravedad ( $\text{cm/s}^2$ ). Teniendo presente la velocidad terminal de las partículas  $U_t$ , se tiene que la fluidización sólo se produce cuando la velocidad del gas cumple la

condición  $U_t > U > U_{mf}$ . En un flujo piroclástico se encuentran partículas en tres regímenes distintos

Fase I  $U_t < U$

Fase II  $U_t > U > U_{mf}$

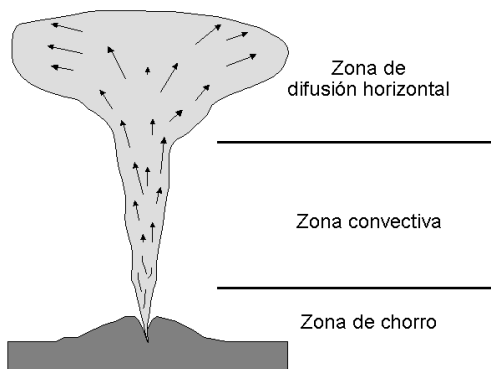
Fase III  $U_{mf} > U$

Las fases I y II constituyen la matriz, en la cual flotan o caen las partículas de la fase III según su contraste de densidad con la matriz sea negativo o positivo.

## COLUMNAS CONVECTIVAS

El desarrollo de la columna convectiva (figura 6) es consecuencia de la diferencia de temperaturas entre la atmósfera y los productos emitidos en la erupción. La columna se establece en base al ascenso del aire calentado en contacto con los materiales de la erupción. La columna será tanto más activa cuanto mayor y más rápida sea la transferencia de calor a la atmósfera. En consecuencia, las erupciones explosivas, donde el material está muy fragmentado son las que establecen columnas de mayores dimensiones. La columna continúa su ascenso en forma adiabática mientras su temperatura sea mayor que la del aire que la rodea. Esta diferencia de temperaturas se expresa en función de los gradientes térmicos de la atmósfera y adiabático. La altura máxima de la columna se determina en base a fórmulas empíricas establecidas para el estudio de las plumas industriales (Wilson et al., 1978; Fedotov, 1985; Carey y Sigurdsson, 1989). En todas ellas aparece la energía transferida a la atmósfera, junto con los gradientes térmicos de la atmósfera y adiabático

$$H = 3I \left( 1 - \frac{\gamma}{\Gamma} \right)^{-3/8} W^{1/4}$$



**Figura 6.** En la columna eruptiva se distinguen tres zonas en función del mecanismo de transporte predominante en cada una de ellas. Sobre la boca eruptiva los materiales salen proyectados unos pocos centenares de metros en función de la velocidad de descarga del sistema. Encima se encuentra la región convectiva que puede alcanzar varias decenas de kilómetros dependiendo de las características térmicas de la columna y de la atmósfera. Cuando se alcanza la altura de equilibrio adiabático, predominan los procesos de difusión horizontal.

donde  $H$  es la altura en km,  $\gamma$  y  $\Gamma$  son los gradientes térmicos de la atmósfera y adiabático ( $-9.8$  °C/km) y  $W$  la energía disipada en kilovatios. Esta fórmula puede expresarse en función del flujo de descarga  $\Phi$  en  $m^3/s$  y de las temperaturas  $\theta$  y  $\theta_a$  de emisión y de la atmósfera, en la forma

$$H = 5.773 \left( 1 - \frac{\gamma}{\Gamma} \right)^{-3/8} (\rho c \Phi (\theta - \theta_a))^{1/4}$$

donde  $\rho$  es la densidad de los productos emitidos y  $c$  su calor específico. En una atmósfera estándar  $\gamma$  es  $-6.2$  °C/km, pudiéndose calcular la altura de la columna mediante la fórmula práctica

$$H = 46 W^{1/4}$$

donde  $H$  viene dada en km y  $W$  en Kw. En ocasiones, es preferible expresar la potencia disipada  $W$  en vatios

$$H = 8.2 W^{1/4}$$

Para explosiones instantáneas  $H$  se expresa en función de la energía total  $Q$  en julios

$$H = 1.37 Q^{1/4}$$

Para su aplicación a las erupciones efusivas, se considera sólo la energía correspondiente a la fracción de piroclastos y volátiles existente, interviniendo la longitud de fractura (Stothers et al., 1986)

$$H = 9.1 \left( \frac{W}{l} \right)^{1/3}$$

donde  $W$  es la potencia disipada en vatios y  $l$  la longitud de fractura en metros. La diferencia en el exponente es consecuencia de que aquí se trata de una aproximación en espacio de dos dimensiones frente al de tres dimensiones requerido por la fuente puntual. Modelos más elaborados de la dinámica de la columna eruptiva consideran las ecuaciones de conservación de la masa, el momento y la energía (Wilson y Walker, 1987, Woods, 1988). La capacidad de transporte de la columna está ligada a su velocidad de ascenso. La columna es capaz de arrastrar todas las partículas cuya velocidad límite de caída sea inferior a la velocidad de ascenso en cada punto. Las partículas ascienden hasta una altura en la que la velocidad de ascenso de la columna se iguala a la velocidad límite de caída. Además, hay que considerar que una fracción de las partículas son arrancadas de la columna a causa de la turbulencia existente en las zonas exteriores.

## **VELOCIDAD DE CAÍDA DE LOS FRAGMENTOS**

Las partículas que abandonan la columna inician el proceso de caída, difundiéndose horizontalmente y siendo arrastradas por el viento. El tiempo de permanencia en la atmósfera está condicionado por la velocidad límite de caída. Para las partículas muy pequeñas que han sido arrastradas a grandes alturas, estos tiempos pueden ser extremadamente largos, permaneciendo incluso durante varios años en la estratosfera. La velocidad de caída está determinada por las ecuaciones que rigen la proyección balística de los fragmentos. Cuando el fragmento cae desde suficiente altura o bien por sus propiedades de forma, densidad y tamaño (cuadro 4), puede alcanzar la velocidad límite de caída, la

función de frenado iguala a la aceleración gravitatoria del fragmento. Dada la gran variedad de tamaños y tipos de los fragmentos presentes en la erupción, no es posible establecer una fórmula de aplicación general. Para fragmentos de tamaño medio y grande, en los que sólo en raras ocasiones se alcanza, la velocidad límite se obtiene partiendo de la misma ecuación diferencial que hemos visto en el movimiento balístico de una bomba. En el momento que la bomba alcanza su velocidad límite de caída, los vectores velocidad y gravedad tienen igual dirección, por lo que puede utilizarse la ecuación escalar

$$\rho \frac{C S V^2}{2} = m \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_r} \right) g$$

en función de las propiedades de la bomba y del aire. El problema radica en determinar la velocidad límite de caída de los pequeños fragmentos arrastrados a gran altura por las columnas eruptivas en régimen convectivo. Este caso tiene mucha importancia en la modelización de los depósitos piroclásticos de caída. Una fórmula ampliamente utilizada para calcular la velocidad de caída de las partículas es

$$V_c = \sqrt{\frac{8 r \rho_r g}{3 C \rho}}$$

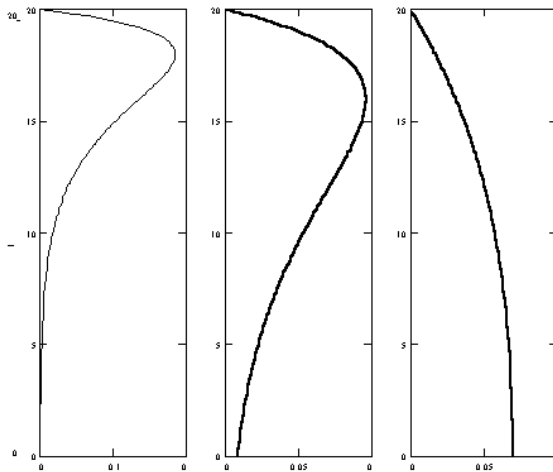
**Cuadro 4.** Características de cenizas volcánicas

	Dimensión característica $\mu\text{m}$	Calor específico cal/g°C	Densidad g/cm <sup>3</sup>
vidrio no vesiculado	< 125	0.25	2.30
Partículas	125 - 180	0.25	1.72
Partículas	> 180	0.25	1.15
Pumitas	0.43	3.60	15.30
Feldespatos	0.45	1.70	13.80
Vidrios	0.32	3.20	32.20

en función de la densidad del aire  $\rho$  y de las características de la partícula:  $\rho_r$  densidad y  $r$  radio.  $C$  es un coeficiente de rozamiento, que depende de la forma de la partícula (3.6 para pumitas). Debe tenerse presente que la densidad del aire varía con la altura por lo que deberá calcularse la velocidad de caída de las partículas a distintas alturas (Armienti et al., 1988). En general, los tamaños de las partículas se expresan en clase  $\Phi$ , escala que se define como el logaritmo en base 2 del diámetro medio, en milímetros, de la partícula

$$\Phi = - \frac{\log(d)}{\log(2)}$$

El estudio de la caída de los piroclastos presenta una mayor dificultad en su realización, a pesar de que se introducen varias hipótesis simplificadoras. Se trata de modelar la distribución de los piroclastos de caída a partir de difusión y arrastre del viento de la columna eruptiva. Para ello se considera una atmósfera estratificada en la cual sólo hay difusividad horizontal (Armienti et al., 1988). Las partículas caen con su velocidad límite que es función de las características de la atmósfera. El viento es horizontal, aunque puede variar de un punto a otro (especialmente en función de la altura).



**Figura 7.** Las partículas ascienden en la columna hasta la altura en la cual la velocidad ascensional es inferior a la velocidad límite de caída. La distribución de densidad de partículas en la columna depende de sus características. La figura muestra la distribución de tres familias de partículas en una columna de 20 km de altura para valores del parámetro A de 10, 5 y 1.

La distribución de partículas en la columna eruptiva depende de la velocidad de caída límite de las partículas. Con estas restricciones el problema responde a la ecuación diferencial

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \Delta(u C) = \Delta^2(K C) + S$$

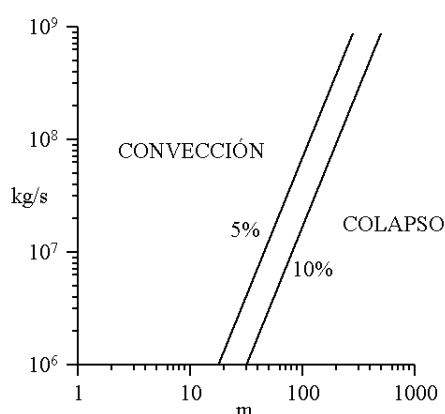
donde C es la concentración de partículas, t el tiempo, u la velocidad del viento, k la difusividad y S la función fuente. La columna se modeliza de acuerdo con

$$\rho(h) = Q \frac{A^2 \left(1 - \frac{h}{H}\right) e^{A\left(\frac{h}{H}-1\right)}}{H(1 - (1 + A)e^{-A})}$$

expresión modificada de la propuesta por Suzuki (1983), donde A es un parámetro de forma que depende del tamaño de las partículas y de las características de la columna, H la altura máxima alcanzada y h la altura considerada (figura 7). El tiempo de vuelo de las partículas está limitado por su velocidad límite de caída que viene dada por

$$V_c = \sqrt{\frac{8 r \rho g}{3 D \rho_a}}$$

donde  $V_c$  es la velocidad límite,  $g$  la gravedad,  $r$  el radio de la partícula,  $D$  un factor de forma,  $\rho$  y  $\rho_a$  las densidades de la partícula y el aire respectivamente. La integración de esta ecuación diferencial para todos los tamaños de partículas presentes y limitando los tiempos de integración en función del tiempo que tardan en caer, permite obtener la distribución de los piroclastos de caída. El modelo aporta como información complementaria la variación de la granulometría del depósito en función de los datos de la columna y de la atmósfera. Para la dispersión a gran distancia de los aerosoles se utilizan los programas estándar de seguimiento de partículas que disponen los organismos internacionales de Meteorología y que permiten realizar predicciones con varios días de anticipación (Crabtree y Kitchen, 1984).



**Figura 8.** Zonas de convección (columna estable) y de colapso, evaluadas para un contenido en gas en el magma de 5% y 10% (Macedonio et al., 1990) en función del diámetro del conducto. Hay que tener en cuenta que el conducto de emisión crece por erosión en el curso de la erupción.

### COLAPSO DE LA COLUMNA CONVECTIVA

La columna eruptiva, formada por piroclastos y gases, asciende mediante un mecanismo convectivo y mezclándose con el aire. Este proceso exige que la densidad de la columna se mantenga inferior a la del aire que la rodea. Si en un momento determinado esta condición no se cumple, la columna se desploma (Wilson y Walker, 1987; Woods, 1988). El colapso de la columna se produce por varias causas, como son variación en el contenido de gas, caída de la velocidad de salida (por pérdida de presión o bien por aumento en el tamaño del conducto), etc. Un método que permite evaluar la zona de colapso se basa en el análisis dimensional del modelo de columna de Wilson y Walker (1987) y Macedonio et al., (1990). Según este modelo la condición de colapso se alcanza cuando (figura 8)

$$m = K r_0^{5/2}$$

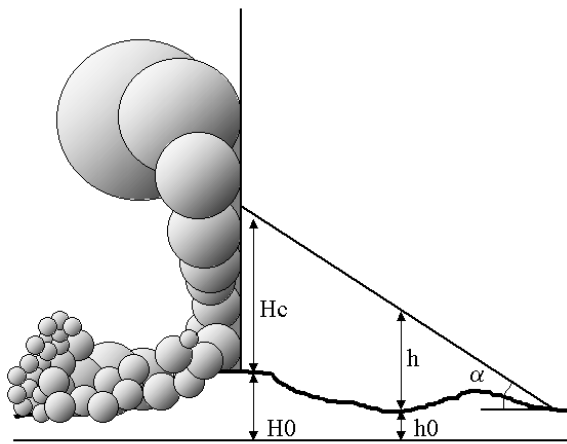
Donde  $m$  es la masa de magma emitida y  $r_0$  es el radio del conducto de emisión. La constante  $K$  depende mayoritariamente del contenido en gas del magma. Cuando una columna entra en el régimen de colapso continuo, la altura que alcanza viene dada por (Barberi et al., 1992)

$$H = \frac{m^2}{2 g \alpha^2 r^4 (\rho_c - \rho_a)}$$

que aparece en función de la masa de magma emitida  $m$ , del contenido en gas  $\alpha$ , de las densidades de la columna  $\rho_c$  y del aire  $\rho_a$ , del radio  $r$  de la columna y de la gravedad  $g$ .

## FLUJOS GRAVITACIONALES

El mecanismo eruptivo del flujo piroclástico originado en el colapso de la columna convectiva admite una modelización muy simple. Se admite que el movimiento del flujo es exclusivamente gravitacional con un factor disipativo constante. En esta aproximación se supone que todas las propiedades del flujo piroclástico (y del depósito correspondiente) son proporcionales a la energía que en cada punto posee el flujo. Esta energía se asocia a una energía potencial, como si el flujo se desplomara desde una determinada altura que se denomina altura de colapso, y que se disipa linealmente con la distancia de acuerdo con un factor que se asocia a un ángulo.



**Figura 9.** Modelo de línea de energía para el colapso de la columna eruptiva.  $H_c$  altura de colapso,  $H_0$  altura de centro de emisión,  $h_0$  altura topográfica,  $h$  altura del cono de energía sobre un punto.

Este modelo (figura 9) se conoce como modelo del *cono de energía* (Malin y Sheridan, 1982) y se expresa en la forma

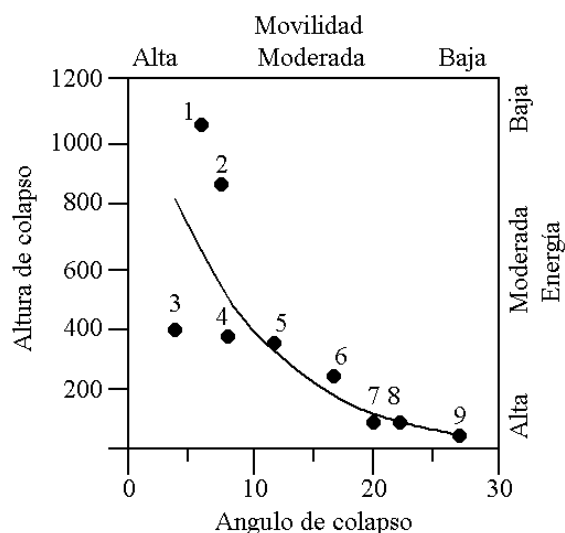
$$E(r) = (H_0 + H_c - h_0) g - \tan(\alpha) r$$

donde  $r$  es la distancia al centro de emisión,  $H_0$  la altura topográfica del centro de emisión,  $H_c$  la altura de colapso,  $h_0$  la altura topográfica en el punto  $r$  considerado,  $g$  la gravedad y  $\alpha$  el ángulo del cono. El ángulo del cono de energía está relacionado con la altura de colapso (es decir con la energía inicial del flujo). En base a una serie de erupciones tipo bien estudiadas (figura 10), se ha establecido la relación empírica entre la altura de colapso  $H_c$  y el ángulo  $\alpha$

$$h(\alpha) = 1300 e^{-0.116\alpha}$$

siendo  $h$  la altura en m y  $\alpha$  el ángulo en grados. El modelo explica correctamente los efectos producidos por la topografía en el desarrollo del flujo piroclástico, como son la sombra y la capacidad de remonta. Sin embargo, debe aplicarse con cuidado, ya que el modelo sólo es válido para el flujo piroclástico estricto, y no tiene en cuenta los efectos producidos por

otros fenómenos asociados como puede ser la nube acompañante (Walker et al., 1995; Souza y Voight, 1995) o la formación de flujos secundarios (Fisher, 1995). La aplicación inversa del modelo permite reconstruir erupciones pasadas. En tal caso deben estudiarse con detalle los diversos depósitos producidos (Armiénti y Pareschi, 1987). El ajuste final se realiza mediante un método de mínimos cuadrados.



**Figura 10.** Dependencia entre la altura de colapso y el ángulo del cono para una serie de erupciones bien estudiadas. Obsérvese que cuanto mayor es la altura de colapso, menor es el ángulo y por consiguiente mayor el alcance de los flujos piroclásticos. 1 St. Helens (1980); 2 Vesuvio (472); 3 Lipari (M. Guardia); 4 Lipari (M. Pilato); 5 Vulcano (Fossa); 6 Decepción (1967); 7 Vulcano (Forgia Vecchia); 8 Tenerife (Taco); 9 La Soufriere (1976)

## BIBLIOGRAFÍA

- ARAÑA, V.; ORTIZ, R. (1984) *Volcanología*. Rueda-CSIC Madrid, 528 pp.
- ARMIENTI, P.; MACEDONIO, G.; PARESCHI M. T. (1988) *A numerical model for the dispersion of tephra transport and deposition Application to May 18, 1980 Mt. St. Helens eruption*. J. Geophys. Res., **93 B6**: 6463-6476.
- ARMIENTI, P.; PARESCHI, M.T. (1987) *Automatic reconstruction of surge deposit thickness. Application to some italian volcanoes*. J. Volcanol. Geotherm. Res. **31** 313-320.
- BARBERI, F.; GHIGLIOTTI, M.; MACEDONIO, G.; ORELLANA, H.; PARESCHI, M.T.; ROSI, M. (1992) *Volcanic hazard assesment of Guagua Pichincha (Ecuador) based on past behaviour and numerical models*. J. Volcanol. Geotherm. Res. **49**: 53-68.
- CRABTREE, J.; KITCHEN, M. (1984) *The long range travel and dispersion of the plume the Mt. St. Helens*. Atmospheric Environment **18**: 1076-1079.
- CAREY, S.; SIGURDSSON, H. (1989) *The intensity of plinian eruptions*. Bull. Volcanol., **51**: 28-40.
- DECKER, R.; DECKER, B. (1981). *Volcanoes*. Feeman Ed. San francisco: 244pp.
- FEDOTOV, S. (1985) *Estimate of heat and pyroclastic discharge by volcanic eruptions based upon the eruption cloud and steady plume observations*. J. Geodyn. **3**:275-302.
- FISHER, R. V. (1995) *Decoupling of pyroclastic currents: hazards assessments*. J. Volcanol. Geotherm. Res. **66**:257-263.
- HEDERVARI, P. (1963) *On the energy and magnitude of volcanic eruptions*. Bull. Volcanol., **23**: 373-385.

- KIEFFER, S. (1981) Fluid dynamics of may 18 blast at Mount St. Helens. En: The 1980 eruptions of Mount St. Helens, Washington. Lipman, P y Mullineaux, D, editores. U.S. Geological Survey, Prof. Paper, 1250
- KIEFFER, S. (1984) *Factors governing the structure of volcanic jets*. En Explosive Volcanism: Inception, Evolution, and Hazards. Studies in Geophysics. National Academy Press. Washington D. C. 143-158.
- MACEDONIO G.; PARESCHI, T.; SANTACROCE, R. (1990) *Renewal of explosive activity at Vesuvius: models for the expected tephra fallout*. J. Volcanol. Geotherm. Res. **40** : 327-342.
- MALIN, M.C.; SHERIDAN, M.C. (1982) *Computer assisted mapping of pyroclastic surges*. Science **217**: 637-639.
- NEWHALL, C. G.; SELF, S. (1982) *The volcanic explosivity index (VEI) an estimate of explosive magnitude for historical volcanism*. J. Geophys. Res. (Oceans and Atmospheres). **87**:1231-1238.
- SIMKIM, T.; SIEBERT, L. (1994) *Volcanoes of the World*. Geoscience Press. Arizona: 349 pp.
- SOUZA, J.; VOIGHT, B. (1995) *Multiple pulsed debris avalanche emplacement at Mount St. Helens in 1980. Evidence from numerical continuum flow simulations*. J. Volcanol Geotherm. Res. **66**:227-250.
- SPARKS, R. S. (1977) *Gas release rates from pyroclastic flows: an assessment of the role of fluidization in their emplacement*. Bull. Volcanol., **41**(1):1-9.
- SPARKS, R. S. (1978) *The dynamics of bubble formation and growth in magma: a review and analysis*. J. Volcanol. Geotherm. Res. **3** 1-37.
- SPARKS, R. S. (1986) *The dimensions and dynamics of volcanic eruption columns*. Bull. Volcanol. **48**:3-15.
- STEYNBERG, G.; BABENKO, J. (1978) *Experimental velocity and density determination of volcanic gases during eruption*. J. Volcanol Geotherm. Res. **3**:89-98.
- STOTHERS, R.E.; WOLFF, J.A.; SELF, S.; RAMPINO, M.R. (1986) *Basaltic fissure eruptions, plume heights and atmospheric aerosols*. Geophys. Res. Letters, **13** (8): 725-728.
- SUZUKI, T. (1983) *A theoretical model for dispersion of tephra*. En *Arc Volcanism Physics and Tectonics*. Shimozuru, D. y Yokoyama, I. Editores. Terrapub, Tokio: 95-115.
- WALKER, G. P. (1973) *Explosive volcanic eruptions: a new classification scheme*. Geol. Rundsh. **62**:431-446.
- WALKER, G. P. (1981) *Generation and dispersal of fine ash and dust by volcanic eruptions*. J. Volcanol. Geotherm. Res. **11**:81-92.
- WALKER, G. P.; HAYASHI, J. N. SELF, S. (1995) *Travel of pyroclastic flows as transient waves: implications for the energy line concept and particle-concentration assessment*. J. Volcanol Geotherm. Res. **66**:265-282.
- WILSON, C. J. N. (1980) *The role of fluidization in the emplacement of pyroclastic flows an experimental approach*. J. Volcanol. Geotherm. Res. **8**:231-249.
- WILSON, C. J. N. (1984) *The role of fluidization in the emplacement of pyroclastic flows, 2 experimental results and their interpretation*. J. Volcanol. Geotherm. Res. **20**:55-84.
- WILSON, L.; SPARKS, S.; HUANG, K.; WATKINS, N. (1978) *The control of eruption column heights by eruption energetics and dynamics*. J. Geophys. Res. **83**:1829-1836.
- WILSON, L.; WALKER, G. P. L. (1987) *Explosive volcanic eruptions. VI. Ejecta dispersal in plinian eruptions the control of eruption conditions and atmospheric properties*. Geophys. J. R. Soc. **89**:657-679.

WOHLETZ, K. H.; MCQUEEN, R. G. (1984) *Experimental studies of hydromagmatic volcanism*, en Explosive volcanism Inception, evolution and hazards. National Acad. Press, Washington.:158-169.

WOHLETZ, K. H.; SHERIDAN, M. F. (1979) *A model of pyroclastic surge*, en Ash flow tuff, Chapin, Ch. E. y Elston, W.E. editores.. Geol. Soc. Am. Spec. Paper **180**:177-192.

WOODS, A. W. (1988) *The fluid dynamics and thermodynamics of eruption columns*. Bull. Volcanol., **50** 169-193.