

ANÁLISIS DE LOS BALÍSTICOS VOLCÁNICOS CON EL SOFTWARE LIBRE EJECT!

ANALYSIS OF VOLCANIC BALISTICS USING FREE SOFTWARE EJECT!

José Brenes-André¹

¹ Red Ciudadana de Estaciones Meteorológicas,
Apdo. 290-3015, Costa Rica.
jbrene54@gmail.com

(Recibido: 07/06/2018; aceptado: 10/12/2018)

RESUMEN: La eyección volcánica de balísticos es reconocida en los mapas de amenazas volcánicas como un área proximal generalmente definida por exploraciones de campo. Sin embargo, la carencia de recursos humanos y técnicos, aunado a deposiciones de ceniza apreciables que hayan cubierto los balísticos eyectados pueden motivar a usar programas de fácil acceso a programas de cómputo, como el caso de EJECT!, para cubrir la información faltante. Sin embargo, el desconocimiento por parte del investigador de un grupo grande de fenómenos físicos que afectan apreciablemente su trayectoria, además del poder usualmente asociado a resultados computacionales, pueden generar una falsa seguridad al aplicar los resultados obtenidos a situaciones reales.

Palabras clave: Balísticos volcánicos, programa EJECT!, erupción, amenaza volcánica, número de Reynolds.

ABSTRACT: Volcanic ballistic ejection is accepted in volcanic hazard maps as a proximal area generally defined by field work. However, lack of human and technical resources, joined to ash depositions that may have covered the ballistics fragments may induce the researcher to apply free software, such as the case of EJECT!, to fill the missing gaps. Unfortunately, lack of knowledge of all the possible physical phenomena which any appreciably affect fragment real trajectories, plus the power image usually associated to computational results, may generate a false security when such results are applied to real situations.

Keywords: Volcanic ballistics, EJECT! Software, eruption, volcanic hazard, Reynolds number.

INTRODUCCIÓN

La geología, al igual que la química en años pasados, se ha visto afectada muy positivamente en los últimos años tanto por la incorporación de nuevos equipos de medida resultado del desarrollo de la física, como por la aplicación cada vez más amplia y profunda de conceptos de física. La complejidad intrínseca de muchos de los procesos geológicos, así como la imposibilidad de poder controlarlos como es usual en los laboratorios científicos, sin embargo, ha dificultado el avance de esas aplicaciones.

En la vulcanología, la incorporación de programas de modelaje como el FALL3D aunado al acceso a computadores con capacidad de cómputo importantes ha permitido llevar a cabo pronósticos horarios de caída de ceniza (lugar y cantidad) a partir de datos meteorológicos satelitales y de mapas de elevación digitales confiables. Esto es posible porque se analiza el comportamiento promedio de los grandes números de fragmentos involucrados. Por el contrario, el análisis de los balísticos, aunque muchísimo menor en número, se dificulta por el gran número de variables físicas que deben ser incluidas y lo difícil que es su medición o por lo menos evaluación en el campo. Estas dificultades pueden ser superadas, al igual que se ha hecho en otros campos de la geofísica, si se hace un creciente uso de criterios físico-matemáticos en su análisis.

Para promover esta perspectiva, en este trabajo se presentará una lista de los diversos mecanismos que afectan la trayectoria de los fragmentos balísticos, y se hará un somero análisis de algunas soluciones parciales que ya están disponibles a los vulcanólogos y cuyo uso ayudará en entender el peso relativo de algunos de los fenómenos físicos involucrados. Se espera que, de esta manera, los mapas de amenaza por balísticos vayan representando más acertadamente la realidad.

DESDE LA FÍSICA

En términos generales, en la Tierra cuando un pedazo de materia (técnicamente denominada partícula) adquiere una velocidad, que se denomina inicial, se le conoce como un proyectil,

y su movimiento en las condiciones ideales de vacío y de considerar la Tierra inmóvil y plana, suele estudiarse en los cursos básicos de Física, descomponiendo las ecuaciones de movimiento en dos partes. Un movimiento horizontal que en este caso sería totalmente inercial (la velocidad se mantendría constante) y otro vertical, en que el movimiento es exclusivamente afectado por la gravedad. El lector que se pregunte si los casos extremos en que los balísticos tengan alcances de una decena de kilómetros se debe abandonar la simplificación de una Tierra plana, y se deba incluir que la Tierra es en realidad esférica puede encontrar interesante el trabajo de Burko (2005), donde se deduce que para alcances de 60 km la aproximación parabólica es ya pobre.

El movimiento real de los fragmentos eyectados durante una erupción se aleja de esa trayectoria predecible de los proyectiles ideales. (Walker et al., 1971; Wilson, 1972; Fagents and Wilson, 1993; Bower and Woods, 1996). La diferencia se da por quedar afectado por el aire que rodea a los fragmentos, la Tierra no es plana y no está estática sino que rota sobre su eje. Así, el movimiento horizontal inercial es afectado por la fuerza de arrastre cuyo valor depende tanto de la forma y la textura del proyectil (que pueden ir variando conforme la partícula se mueve), como por la velocidad relativa del fragmento respecto al fluido que lo rodea, con el agravante de que ese movimiento relativo puede ser de dos tipos muy diferentes: laminar y turbulento. En algunos casos habría también que considerar una eventual fuerza eólica, caso de que el efecto del viento durante su vuelo sea importante.

El movimiento vertical de los balísticos, por su parte, además de por la gravedad estará afectado también por el arrastre, por una fuerza ascendente (*lift*), y por la suma de fuerzas debidas a la rotación de la Tierra: a) la primera, conocida como centrífuga, dirigida hacia afuera de la superficie de la Tierra, en la dirección perpendicular a su eje, b) y la segunda, denominada de Coriolis, cuya dirección y valor varían según la dirección y velocidad con que se mueve el fragmento. Dado lo pequeño de la velocidad angular de la Tierra y las diversas direcciones en que puede moverse el fragmento, por simplicidad este efecto generalmente

no se incluye en los cálculos. Como si esto no fuera suficiente, los fragmentos pueden también ir rotando alrededor de su propio eje mientras están en vuelo, lo que hace aparecer la denominada fuerza de Magnus, algo a lo que recurren los futbolistas, y los lanzadores de beisbol para lograr que la trayectoria de la bola sea en curva. Vulcanológicamente los fragmentos eyectados pueden ser afectados así mismo por corrientes ascendentes de vapores volcánicos mientras están en la columna de gases durante una erupción, conocidas como corrientes convectivas, que no deben ser confundidas con la fuerza boyante, que también afecta la trayectoria.

Programa de cómputo EJECT!

Varios programas de cómputo han sido desarrollados para facilitar el análisis del movimiento de los balísticos. Uno muy completo, que incluye buena parte de estas observaciones es descrito en de Michieli Vitturi et al. (2010). Otro, conocido como EJECT! fue desarrollado por M. Mastin, funcionario del USGS, con el ambiente volcánico en mente, aunque menos completo en el tratamiento del problema, es muy usado por ser libre, tener una interfase amigable, pero solo puede ejecutarse en ambiente WINDOWS. Se puede obtener en <https://pubs.usgs.gov/of/2001/0045/>

El programa EJECT! modela el movimiento de una partícula de masa m que está sujeta a fuerzas de arrastre según las dos ecuaciones siguientes:

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{F_x}{m} = \frac{-v_x \rho_a v A C_d}{2m}$$

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{F_z}{m} = \frac{-v_z \rho_a v A C_d}{2m} - g \frac{\rho_r - \rho_a}{\rho_r}$$

El último término de la segunda ecuación proviene del efecto de boyancia. Para su cálculo, el programa EJECT! utiliza un valor de densidad del aire calculado según el modelo estándar de la atmósfera, que permite introducir la temperatura en el momento de la explosión, lo que no debe confundirse con corrientes de convección ascendente. En este trabajo se adoptó una temperatura constante de 25°.

Además de poder variar la velocidad inicial y el ángulo de salida del caso ideal, el programa incluye algunas de las situaciones mencionadas líneas arriba. La trayectoria del fragmento se hace bajo las siguientes condiciones: a) el fragmento está afectado por el arrastre, cuyo valor es determinado de varias curvas experimentales, lo que permite la opción de usar un coeficiente C_d variable que se calcula utilizando la velocidad instantánea, b) las curvas del coeficiente de arrastre C_d fueron obtenidas para objetos con solo 2 formas posibles: una esfera, o bien un cubo, ambas lisas. En este último caso el cubo puede moverse de solo dos maneras posibles: de manera que el fluido se mueva alrededor de uno de los vértices, o bien durante todo el trayecto el fluido choque perpendicularmente una de las caras; c) el caso de que el fragmento rote durante el trayecto para orientarse de manera que oponga la menor resistencia al movimiento no está considerada; d) igualmente se deja fuera la forma de un cilindro en que el fluido se mueve alrededor de la pared lateral curva. Esta manera de aproximar el problema permite, aunque de manera imperfecta, incluir la transición de flujo laminar a flujo turbulento. El diámetro de la esfera, o la arista del cubo se asimilan a un valor promedio de diámetro obtenido experimentalmente como la raíz cúbica de 3 distancias perpendiculares entre ellas escogidas a criterio del investigador. El fragmento es considerado como homogéneo de una densidad determinada experimental.

El programa también permite incluir la fuerza boyante, con una densidad del aire variable con temperatura y altura conocido como el modelo estándar, así como la posibilidad de que en los primeros metros de recorrido la velocidad relativa del fragmento respecto al aire alrededor de él sea prácticamente nula. A pesar de que EJECT! incluye un buen número de posibilidades es necesario llamar la atención al lector de algunas precauciones que deben tenerse en su aplicación, y sobre todo en las posibles conclusiones que puedan extraerse de su aplicación.

Resultados de EJECT!

El análisis que se presenta en este trabajo consiste en la variación sistemática de la forma, el coeficiente de arrastre C_d , la velocidad inicial y

el diámetro D , obtenidas con los siguientes valores iniciales constantes: una densidad de 2130 Kg/m^3 , la velocidad del viento de 0 m/s ; el ángulo de salida de 60° , una altura del punto de salida de 2300 metros, escogidos para el caso del volcán Poas, que se usará de ejemplo en un segundo trabajo, y un radio extendido de 0 metros. El radio extendido esta propuesto en Fagents & Wilson (1993), y es la distancia que, según apreciación del experimentador, el fragmento recorrió sin arrastre dado que el fragmento arrastró el aire alrededor de él debido a lo violento de la explosión que lo eyectó.

En la Figura 1 se comparan tres trayectorias (esferas con $D=1 \text{ m}$, $V_o = 90 \text{ m/s}$) en el vacío (ángulos de salida 30° , 45° y 60°) con dos (ángulos 30° y 60°) con arrastre $C_d = 0,5$. Se observa que en el vacío el proyectil lanzado a 45° llega más lejos, y el alcance de los proyectiles lanzados a 30° y 60° son idénticos, como lo indica la teoría al sumar ambos un ángulo recto.

El mayor alcance se obtiene con 45° . En el vacío los alcances para 30° y 60° son idénticos, como lo predice la teoría. La trayectoria para 30° con arrastre es levemente menor a la del vacío, en tanto que la diferencia es mayor para 60° . Los resultados para el vacío son independientes de la forma, pues debe escogerse un valor de $C_d = 0$, lo que elimina la afectación de la forma.

En la Figura 2 se muestra como se reduce el alcance conforme el valor de C_d aumenta de 0 ; $0,2$; $0,4$; $0,6$ y $0,8$ si el ángulo y la velocidad se mantiene constante (45° y 90 m/s).

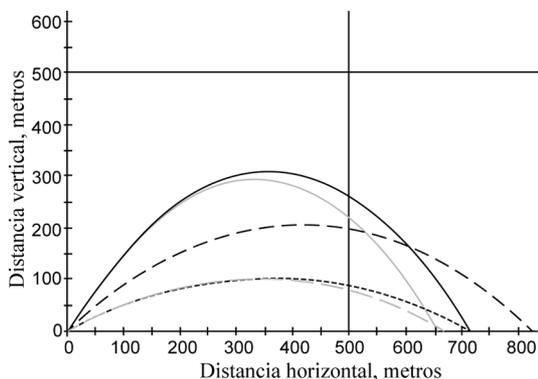


Fig. 1: Trayectoria de fragmentos lanzados a 45° (alcance máximo, en el vacío), 30° , 60° sin y con arrastre (C_d fijo).

El alcance se va reduciendo conforme el valor de C_d toma los valores de 0 ; $0,2$; $0,4$; $0,6$ y $0,8$. Nótese como las partes de subida se parecen, no así las de bajada. Las trayectorias, sin embargo, son prácticamente simétricas alrededor del punto en que se alcanza la altura máxima producto del arrastre al aumentar el C_d se aprecia aún más si se examina la trayectoria de un cubo con la cara siempre perpendicular a la trayectoria (cubo alto). En el Cuadro 1 se comparan los valores de C_d para una esfera y un cubo (ambos con $D = 1$ metro) que dan como resultado alcances que se diferencian en un par de metros. Este es un inconveniente del programa: no se ha determinado bajo qué condiciones es realista escoger la opción de una forma esférica o bien de una cúbica, y existen razones de peso para suponer que ninguna de las dos son una buena opción, y que debe más bien utilizarse la de un cilindro. De hecho, Waitt et al. (1992) presenta un buen análisis de este punto, así como del efecto importante que la fuerza Magnus tiene en el movimiento real de los fragmentos.

Los alcances para $C_d = 0$ siempre serán los mismos pues sin arrastre la forma no influye en el movimiento.

En la Figura 3a se muestran las trayectorias de esferas obtenidas al variar el diámetro desde $D=0,05$ (con el menor alcance), $D=0,1$, $D=0,18$ y $D=0,3$ (con el mayor alcance), todos con una velocidad inicial de 90 m/s , un ángulo de salida de

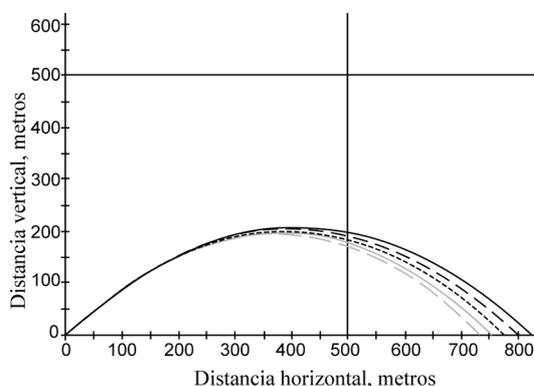


Fig. 2: El alcance se va reduciendo conforme el valor de C_d toma los valores de 0 ; $0,2$; $0,4$; $0,6$ y $0,8$. Nótese cómo las partes de subida se parecen, no así las de bajada. Las trayectorias, sin embargo, son prácticamente simétricas alrededor del punto en que se alcanza la altura máxima.

Cuadro 1

Valores de C_d para una esfera y un cubo
(ambos con $D = 1$ metro)

Esfera	0	0,05	0,15	0,2	0,25	0,3	0,4	0,45
Cubo alto	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7

60° , $C_d = 1$ fijo. Se observa que conforme el valor de D aumenta, las trayectorias se van volviendo más simétricas y la altura máxima disminuye por que la energía se disipa en calor más rápidamente al aumentar el arrastre con el diámetro D . En la realidad, sin embargo, el valor de C_d no es fijo, y varía según el valor del número de Reynolds, lo que se muestra en la Figura 3b.

Para ayudar en la comparación en el Cuadro 2 se presentan los datos en forma numérica.

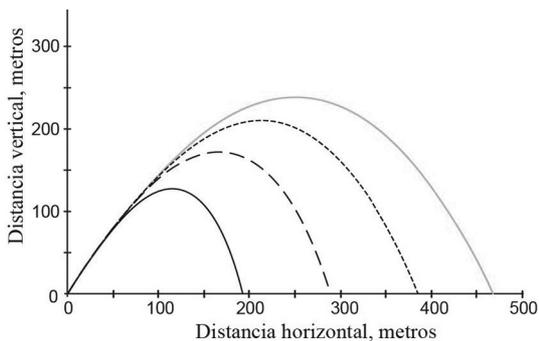


Fig. 3a: Efecto del diámetro D en la trayectoria de una esfera lisa ($C_d = 1$ fijo), a pesar de que la velocidad inicial se mantuvo fija, la altura máxima varía.

La gran diferencia en los resultados se debe a que el valor de C_d depende de la velocidad instantánea del proyectil, el que va cambiando con el tiempo. Un análisis bastante completo, sin incluir las fuerzas de Coriolis y Magnus, y para proyectiles con velocidades menores a la del sonido se puede consultar en Cumin et al. (2009), que usa una solución muy similar a la propuesta en EJECT!.

Aunque todas las curvas de los gráficos 3a y 3b corresponden a fragmentos eyectados con la misma velocidad de 90 m/s, las alturas máximas son diferentes. Esto se debe a que las energías iniciales son muy diferentes pues la masa m depende del diámetro D : $m = \pi D^3 \rho / 6$. La trayectoria para $D = 0,05$ de la figura 3a es claramente asimétrica: la sección de bajada recorre menos

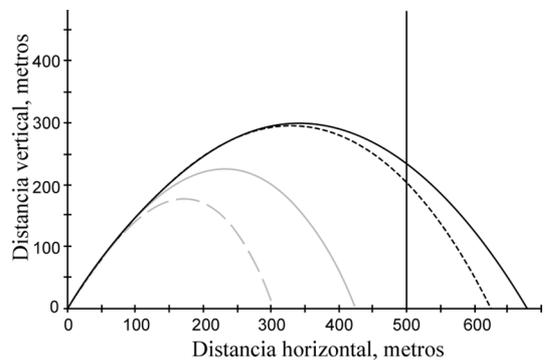


Fig. 3b: El alcance se va reduciendo conforme el valor de C_d toma los valores de 0; 0,2; 0,4; 0,6 y 0,8. Nótese como las partes de subida se parecen, no así las de bajada. Las trayectorias, sin embargo, son prácticamente simétricas alrededor del punto en que se alcanza la altura máxima.

Cuadro 2

Diámetro (m)	Alcance (m)	Altura máx. (m)	Tiempo vuelo (s)	Veloc. final (m/s)
0,05	202,1	132	10,3	38,9
0,1	302,2	177,3	12	49,9
0,18	397,6	214,5	13,2	59,5
0,3	478,2	246,3	14	67,2
0,05	303,1	177,1	12	49,9
0,1	423,8	226,1	13,6	61,7
0,18	625	295,6	15,6	82,3
0,3	679,3	300,2	15,6	86,4

longitud por estar más afectada por el arrastre (relacionado con la viscosidad del aire).

Aunque una trayectoria similar puede obtenerse con una esfera lisa que rota desde que es lanzada de tal manera que se vea afectada por una fuerza ascendente de Magnus de manera que reduzca apreciablemente el efecto de la gravedad, y que al arrastre reduzca apreciablemente la velocidad horizontal cuando empiece a descender, este no es el caso de la figura 3a, pues EJECT! no incluye el efecto de una fuerza de Magnus. Más adelante se tratará este punto.

Las de $D = 0,18$ y $0,3$ de la figura 3b son muy parecidas por cuanto se ha llegado cerca de la velocidad límite: la fuerza de arrastre prácticamente anula la de la gravedad. La simetría de ambas sugiere que el arrastre no afecta mucho la parte inercial. La cuantificación de estas tendencias se hace vía el número adimensional de Reynolds que no es otra cosa que la razón de las fuerzas inerciales con las fuerzas de arrastre, debidas a la viscosidad.

Número de Reynolds.

El número de Reynolds se define como $Re = vD\rho/\eta$, siendo v la velocidad instantánea del fragmento que se mueve en un medio de densidad ρ y viscosidad η . Experimentalmente se encuentra que hay dos posibles regímenes de flujo: el laminar (un Re menor a aproximadamente 10^5) y el turbulento, cuando el Re sobrepase ese valor.

Como se muestra en la Figura 4, a bajas velocidades el flujo es laminar y el fluido se separa de la bola poco antes de llegar al ecuador (un ángulo de 80°) causando una región de baja presión detrás de la bola. Por simetría, la esfera está inmóvil y el fluido se desplaza hacia la derecha, o bien, el fluido está inmóvil, y la esfera se mueve hacia la izquierda, por lo que el arrastre aumenta en flujo laminar. Por el contrario, cuando el fluido se vuelve turbulento, el fluido se mantiene en contacto más allá del ecuador (un ángulo de 130°) por lo que detrás de la bola se forma una región de alta presión equivalente a una reducción del arrastre (Ross, 2016).

Si bien las ecuaciones utilizadas en EJECT! no incluyen explícitamente el número de Reynolds,

este se incorpora al calcular el valor de C_d a partir de curvas experimentales que incorporan los flujos turbulento y laminar. Indirectamente, sin embargo, esto crea una situación circular: para tener un análisis lo más real posible habría que incluir desde el inicio las curvas correspondientes a las texturas y las formas reales de los fragmentos que se desea evaluar, lo que implica analizarlas en túneles de viento, algo que volvería prácticamente innecesario el usar un programa de cómputo.

La variación del C_d al variar el número de Reynolds, para el caso de esferas lisas es bien conocida, y se muestra en la Figura 5.

Fuerza de Magnus

Como ya se indicó, la fuerza de Magnus se evidencia cuando el fragmento rota alrededor de un eje que lo atraviesa mientras se traslada a una velocidad de traslación V_T . Al rotar, el fragmento arrastra el fluido alrededor de él de manera que cada punto de la superficie se desplace con una velocidad $V_R = r\omega$, siendo r la distancia de ese punto al eje de rotación, y ω la velocidad

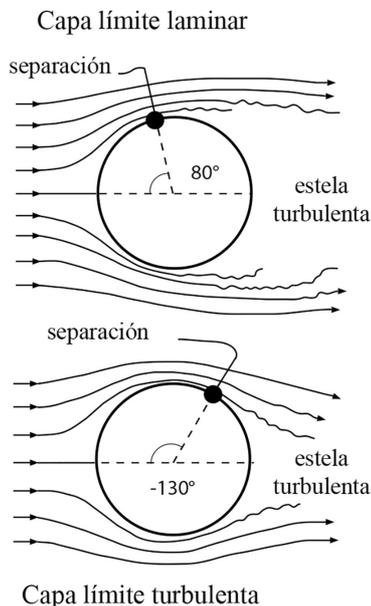


Fig. 4: Muestra de las líneas de flujo alrededor de una esfera. Nótese que el punto de separación para el régimen laminar es antes del ecuador, en tanto que para el turbulento es después del ecuador. Adaptada de Southard (2006).

angular de todo el cuerpo (supuesto rígido). De esta manera la velocidad relativa del fragmento respecto al fluido variará de un máximo de $V_T + V_R$ hasta un mínimo de $V_T - V_R$ en el punto opuesto. Dado que la presión es proporcional a la velocidad instantánea al cuadrado, uno de los lados del fragmento estará sometido a una presión mayor que en el lado opuesto lo que hará que su trayectoria se curve.

Teóricamente la fuerza de Magnus se estudia en el caso de una esfera que rota con una velocidad angular ω constante o que permite tratarlo con fórmulas simples. En la realidad el efecto es muchísimo más complejo, tanto por que la forma irregular del fragmento hará que la velocidad $V_R = r \omega$ cambie de punto a punto al variar el valor de r , como por que el valor de ω irá decreciendo debido al torque que causará el fluido por el

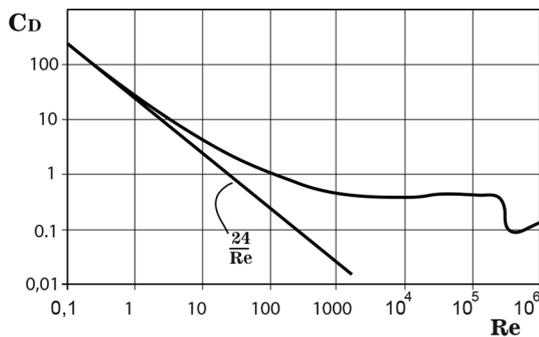


Fig. 5: Valores experimentales del valor del coeficiente de arrastre C_d para el caso de una esfera lisa que se desplaza en un fluido. Nótese la meseta en el ámbito de Re de 2×10^3 a 2×10^5 . Adaptada de Bird et al. (1960).

arrastre. Lo casi imposible de modelarlo no significa que no exista, ni que no tenga un efecto apreciable, como puede comprobarse en Waitt et al. (1992). El no incluirlo en el análisis de las trayectorias reales puede llevar a deducciones peligrosas. Por ejemplo, considerar que un fragmento tenga trayectoria recta entre el punto de eyección y el de caída, entre los cuales haya una barrera, puede forzar al investigador a proponer un ángulo y velocidad iniciales muy diferentes de los que se requieran si se aceptara que, debido a la curva de la trayectoria, el fragmento podría llegar al punto de caída en un menor tiempo al poder pasar por una cañada existente en la barrera.

Respecto a factores que pueden afectar la trayectoria de los balísticos volcánicos tales como corrientes convectivas ascendentes, fuerza Magnus, explosión en vuelo de los fragmentos el lector es referido a Waitt et al. (1992).

Punto de vista energético

El uso del término *proyectil* en dos contextos diferentes puede causar confusión. En los cursos introductorios, como ya se dijo, un proyectil es una partícula puntual que se desplaza en el vacío en una Tierra plana e inmóvil, muy opuesto a los proyectiles que se analizan en el caso de erupciones volcánicas. El programa EJECT! trata de cerrar parcialmente la brecha incluyendo el efecto de arrastre usando valores experimentales de C_d para el caso de esferas lisas, con lo que indirectamente se incluye el número de Reynolds y los regímenes de flujo asociados a él. Esta aproximación híbrida, no obstante, requiere explorar los valores de diámetro D en que se da esta transición.

El principio de conservación de la energía puede usarse para lograr ese objetivo, siempre y cuando se analice el caso especial de que el fragmento choca con el suelo a la misma altura con la que salió. Para la figura 6 se utilizó una velocidad inicial de 90 m/s que está en el ámbito de 85 m/s a 100 m/s para fragmentos volcánicos con alcances máximos de alrededor de 700 m. (Self et al., 1980; Mastin, 1991). La idea central es estudiar la relación de la energía total final respecto a la inicial, equivalente a $(v_{\text{final}}/v_{\text{inicial}})^2$ conforme varía su diámetro D . Sin ningún arrastre, la relación sería igual a la unidad, pues la energía se conserva. Conforme el arrastre aumenta, más energía se perderá en el trayecto, y más se acercará esa relación a cero.

Claramente se observa que hay dos regímenes muy diferentes: uno cuando D es menor a 0,2 m, donde el arrastre aumenta conforme el valor de D disminuye (lineal $R^2 = 0,99$); y otro con D mayor a 0,2 m en que el arrastre es prácticamente constante (lineal con $R^2 = 0,94$). Se recuerda que la masa m depende del diámetro D según $m = \pi D^3 \rho / 6$.

Por comparación se incluye también la Figura 7, del caso extremo en que el cubo está

sometido al mayor arrastre (cubo alto), pues toda la cara ofrece resistencia, y también con un C_d variable.

Se observa que la transición se da cerca $D = 0,5$ m. La relación es claramente no lineal en el ámbito $D = 0,01$ m a $0,5$ m, punto a partir del cual la relación es lineal ($R^2 = 0,98$).

La figura 3 de Fudali & Melson (1972) difiere de estas dos figuras en 3 puntos esenciales: a) la relación V/V_0 compara la velocidad final respecto a la de 45° , b) la abscisa es el logaritmo del producto $D C_d$, con un C_d fijo, y c) la relación $(v_{final}/v_{inicial})^2$ responde a un principio muy general de conservación de la energía.

Efecto de la textura: la bola de golf

Las curvas experimentales incorporadas en EJECT! corresponden a esferas lisas. Sin embargo, los fragmentos volcánicos, aun con superficie lisa, están marcados por depresiones. Por tanto, como una mejor aproximación se deberían utilizar la curva de C_d en función de Re asociada a una bola de golf, cuyas pequeñas depresiones aumentan el alcance. Experimentalmente Choi et al. (2006) encontraron que al aumentar el número de Reynolds Re , el coeficiente C_d se reduce hasta en un 50% respecto a una esfera lisa, la transición laminar-turbulento se da para un número de Reynolds menor (alrededor de 5×10^4), y sorprendentemente, después se mantiene bastante constante, en lo que suele denominarse la “crisis del arrastre” (Cross, 2016).

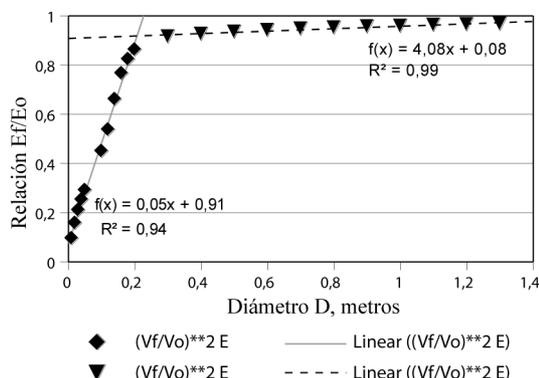


Fig. 6: Gráfico de la razón de la energía final respecto a la inicial (E_f/E_0) para un fragmento esférico lanzado con una velocidad inicial de 90 m/s, con C_d variable.

Como se explica en Choi et al. (2006), el ángulo de separación se mantiene constante (alrededor de 110°) y el fluido presenta una inestabilidad en el esfuerzo cortante en la depresión, lo que crea una burbuja en esa región. El lector que desee conocer con mayor detalle la física involucrada es referido al artículo. Moin & Kim (2017) analizaron el caso con ayuda de un supercomputador.

EJECT! y mapas de amenaza.

La aplicación del programa EJECT! en la elaboración de mapas de amenaza requiere que se tomen las siguientes precauciones al tratar de calcular el posible alcance máximo de un fragmento balístico.

a) El efecto de boyancia en la práctica implica un valor de la gravedad menor a g que conlleva un mayor alcance al aumentar el tiempo de vuelo aumente. Por ende, hay que aumentar la densidad del aire utilizando la menor temperatura ambiente posible ($0^\circ C$), lo que de rebote en la práctica, consiste en considerar una eyección de fragmentos en una madrugada durante el invierno.

b) El programa es bastante limitado en cuanto a formas: cúbica, de poco alcance o esférica, de un mayor alcance. Se debe entonces analizar solo aquellos fragmentos que razonablemente asemejen una esfera, porque el C_d asociado es el menor. En el caso de Konstantinu (2015), por la misma razón, se optó por cubos que se mueven con el vértice desplazando el fluido alrededor pues se consideraron solo fragmentos cúbicos.

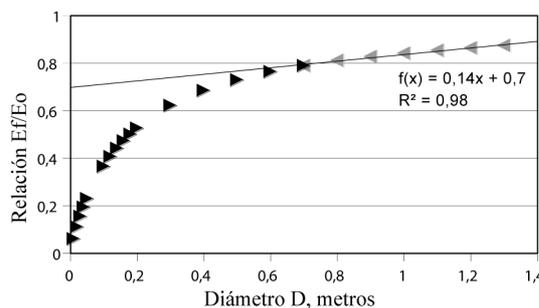


Fig. 7: Gráfico de la razón de la energía final respecto a la inicial (E_f/E_0) para un fragmento de forma cubo alto lanzado con una velocidad inicial de 90 m/s, con C_d variable.

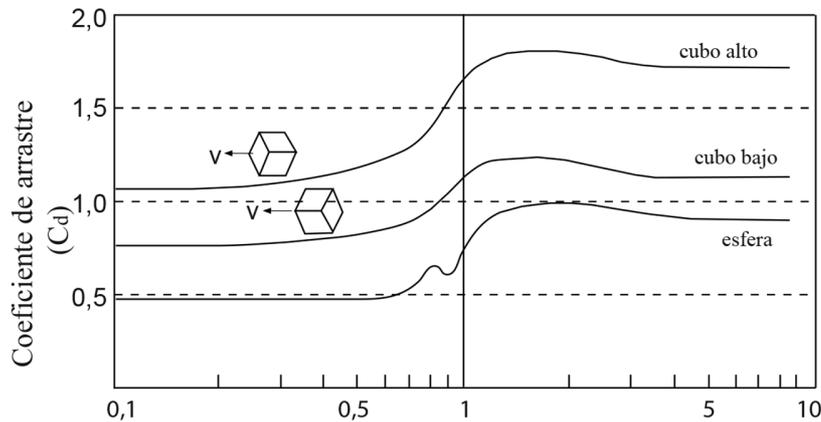


Fig. 8: Coeficiente de arrastre para los 3 casos analizados: cubo alto, cubo bajo y esfera. Adaptada de Konstantinou (2015).

Usando de guía Butt & Egbers (2013) los fragmentos similares a cilindros llegarían aún más lejos, pero el programa EJECT! no incluye esa opción.

Incluso si los fragmentos se pueden asimilar razonablemente a cubos, la trayectoria de los mismos siempre va a tener un menor alcance, manteniendo el resto igual, pues el C_d respectivo es siempre mayor al de la esfera (Fig. 8).

c) Los valores de velocidad calculados de 400 m/s o más deben tomarse con cuidado, según se indicó en Waitt et al (1991).

d) Se debe tener presente la posibilidad de que los fragmentos fueran eyectados rotando sobre su eje. Esto implica que en lugar de calcular una trayectoria recta entre el punto de salida y el de caída el fragmento pueda haber trazado una curva desviándose hasta 40°, lo que pudo haber permitido evitar algunos obstáculos en su trayectoria.

e) Los alcances calculados por el programa deben ser aumentados quizá en un 10% para incluir las depresiones.

CONCLUSIONES

Si bien el uso de programas de cómputo que permiten la simulación de procesos volcánicos, sobre todo los de fácil acceso, debe promoverse como alternativa al análisis descriptivo que solía hacerse, debe tenerse presente tanto las limitaciones incluidas en el modelo utilizado en

el programa, como los diferentes fenómenos físicos asociados que puedan afectar los hechos reales. Se adquiere así una visión más completa de toda la situación. Es de esperarse que estudios multidisciplinarios de las trayectorias balísticas generen simulaciones computacionales y metodologías de adquisición de datos en campo que las vuelvan más realistas. No menos importante, en aquellos casos en que un programa de cómputo sea utilizado como apoyo en la toma de decisiones en épocas de crisis, debe tenerse siempre presente las carencias del modelo subyacente.

REFERENCIAS

- Bower, S. M., & Woods, A. W. (1996). On the dispersal of clasts from volcanic craters during small explosive eruptions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 73(1–2), 19–32. [https://doi.org/10.1016/0377-0273\(96\)00006-6](https://doi.org/10.1016/0377-0273(96)00006-6)
- Burko, L. M., & Price, R. H. (2005). Ballistic trajectory: Parabola, ellipse, or what? *American Journal of Physics*, 73(6), 516–520. <https://doi.org/10.1119/1.1866097>
- Butt, U., & Egbers, C. (2013). Aerodynamic Characteristics of Flow over Circular Cylinders with Patterned Surface. *Internat. J. Materials, Mechanics and Manufacturing*, 1(2), 123–125. <https://doi.org/10.7763/IJMMM.2013.V1.27>

- Choi, J., Jeon, W.-P., & Choi, H. (2006). Mechanism of drag reduction by dimples on a sphere. *Physics of Fluids*, 18(April), 16–19. <https://doi.org/10.1063/1.2191848>
- Cross, R. (2016). Effects of turbulence on the drag force on a golf ball. *European Journal of Physics*, 37(5), 054001. <https://doi.org/10.1088/0143-0807/37/5/054001>
- Cumin, J., Grizelj, B., & Scitovski, R. (2009). Numerical solving of ballistic flight equations for big bore air rifle. *Technical Gazette*, 16(1), 41–46.
- De Michieli Vitturi, M., Neri, A., Esposti Ongaro, T., Lo Savio, S., & Boschi, E. (2010). Lagrangian modeling of large volcanic particles: Application to Vulcanian explosions. *Journal of Geophysical Research*, 115(B8), 1–18. <https://doi.org/10.1029/2009JB007111>
- Fagents, S. A., & Wilson, L. (1993). Explosive volcanic eruptions-VII. The ranges of pyroclasts ejected in transient volcanic explosions. *Geophysical Journal International*, 113(2), 359–370. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1993.tb00892.x>
- Fudali, R. F., & Melson, W. G. (1971). Ejecta velocities, magma chamber pressure and kinetic energy associated with the 1968 eruption of arenal volcano. *Bulletin Volcanologique*, 35(2), 383–401. <https://doi.org/10.1007/BF02596963>
- Konstantinou, K. I. (2015). Maximum horizontal range of volcanic ballistic projectiles ejected during explosive eruptions at Santorini caldera. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 301, 107–115. <https://doi.org/10.1016/J.JVOLGEORES.2015.05.012>
- Mastin, L. G. (1991). The roles of magma and groundwater in the phreatic eruptions at Inyo Craters, Long Valley Caldera, California. *Bulletin of Volcanology*, 53(8), 579–596. <https://doi.org/10.1007/BF00493687>
- Moin, P., & Kim, J. (1997). Tackling Turbulence with Supercomputers. *Scientific American*, 276(1), 62–68. <https://doi.org/10.1038/scientificamerican0197-62>
- Penner, A. R. (2003). The physics of golf. *Reports on Progress in Physics*, 66(2), 131–171. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/66/2/202>
- Schlichting, H. (1955). *Boundary Layer Theory* (7th ed.). McGraw Hill Book Co.: New York, St. Louis, Toronto, San Francisco, Auckland, Bogotá, Düsseldorf, Johannesburg, London, Madrid, Mexico, Montreal, New Delhi, Panama, Paris, Sao Paulo, Singapore, Sydney, Tokyo, Toronto.
- Self, S., Kienle, J., & Huot, J.-P. (1980). Ukinrek Maars, Alaska, II. Deposits and formation of the 1977 craters. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 7(1–2), 39–65. [https://doi.org/10.1016/0377-0273\(80\)90019-0](https://doi.org/10.1016/0377-0273(80)90019-0)
- Waitt, R. B., Mastin, L. G., & Miller, T. P. (1992). Ballistic Showers During Crater Peak Eruptions of Mount Spurr Volcano, Summer 1992. *U.S. Geological Survey Bulletin* (Vol. 2139).
- Walker, G. P. L., Wilson, L., & Howell, E. L. G. (1971). Explosive Volcanic Eruptions-I The Rate of Fall of Pyroclasts. *Geophysical Journal International*, 22(4), 377–383. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1971.tb03607.x>
- Wilson, L. (1972). Explosive Volcanic Eruptions-II The Atmospheric Trajectories of Pyroclasts. *Geophysical Journal International*, 30(4), 381–392. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1972.tb05822.x>

