

火山喷发柱物理机制的理论探讨

穆大卫¹ 刘永顺² 彭年²

(1.首都师范大学资源环境与旅游学院, 北京 100037)

(2.中国地质大学 地球科学与资源学院, 北京 100037)

内容提要

浮力射流现象(又称羽流),是自然界当中很普遍的一种物理现象。自然界中最壮观的羽流现象是由爆炸性火山喷发的各种火山气体、细粒的火山喷发碎屑物所组成的火山喷发柱,也就是我们俗称的火山蘑菇云。火山喷发柱的强弱和类型受火山喷发柱流体物理性质、动力状况和周围环境条件的制约。本文重点讨论火山喷发柱的地表部分的物理机制。在分析前人在这此方面的实验数据和成果之后,初步得出我们自己的一些观点和看法。

关键词: 火山喷发柱 射流 流体力学

中图分类号: P317.3

1引言

火山喷发是自然界中一种重要而普遍的地质现象。全球知名的火山有上千座,其中大约有500座在历史记载上有过活动。几乎每年地球上都有规模不等的喷发运动,给人类的生产生活和生存环境都带来了很大的影响。同时,火山喷发也是一种重要的地质作用,是人类认识地球深部的一个重要窗口。通过这个窗口,我们可以探知地球深处的物质组成、结构、温度和压力分布等许多重要信息。

浮力射流现象(又称羽流),是自然界中很普遍的一种物理现象。在现实生活中,工厂烟囱排出的烟云,含泥沙的水流注入到湖泊或者海洋中的扩散现象,城市市区污浊的热空气上升等都是典型的羽流现象。但是自然界中最壮观的羽流现象是由爆炸性火山喷发的各种火山气体、细粒的火山喷发碎屑物所组成的火山喷发柱,也就是我们俗称的火山蘑菇云。巨大的火山喷发柱(在地球上高度可达50公里,在木星的卫星——木卫二上可达200公里)可以把火山碎屑物带到平流层,导致全球气候变化,给人类带来难以估量的巨大损失和灾难。由于火山喷发的时候,人们无法接近火山进行实地的观察和研究。所以,了解它的活动机理就成为人类间接认识现实火山灾害及其预防的重要方法。

目前,火山喷发柱的活动研究主要是从以下三个方面进行的。第一、现实火山喷发柱的实际观测;第二、根据已喷发火山的喷发物堆积情况和火山结构的形态特征反演火山喷发柱,进行实验室模拟;第三、根据流体动力学的基本原理和计算方法,利用计算机进行数值模拟。

现在对于火山喷发的大部分研究工作都是建立在前两个方面的基础上的,其中实验室模拟由于火山喷发数据的缺陷,所做的工作相对较少,而利用现代计算机技术和流体力学原理可以解决很多用传统方法解决不了的问题。目前,这方面的研究越来越得到人们的重视。但是,这种方法所基于的浮力射流理论还有一些问题没有得到很好的解决,尤其是湍浮力射流问题。此外,一些必要的实验设备尚未达到实际所需的要求,所以,进行计算机模拟具有一定的难度,不过这确实是一种趋势。

作者们于2000年、2003年、2004年多次考察了黑龙江省五大连池新期火山——老黑山、火烧山。本研究受该区火山喷发野外现象的启发,目的是对将来可能的再喷发及其对周围环境的影响进行评价。

2火山喷发柱形成的物理机制

在火山喷发过程中,岩浆从火山通道喷出地表,破碎的火山碎屑物混同释放的火山气体成烟云状从火山口喷出,形成火山喷发柱。由于喷射条件的差异,火山喷发过程中可以呈现三种不同的形式:动量射流、浮力射流和浮射流。火山喷发柱的强弱和类型受火山喷发柱流体物理性质、控制力和周围环境条件的制约。本文研究重点是讨论火山喷发柱的地表部分的物理机制。

2.1 影响和控制火山喷发柱流体运动的重要因素

影响和控制火山喷发柱流体运动的重要因素包括流体的物理性质、作用于流体的力和环境条件。根据多数火山喷发的这种特点,此次只重点讨论了负浮力作用的情况,而对于由于空气大量卷吸而形成的正浮力的情况不作过多研究。

2.1.1 流体的物理性质

火山喷发柱可以等效为多相流体,涉及的主要物理性质有密度、动力粘性系数或是运动粘性系数、热膨胀系数、热传导系数、体积压缩系数、定容比热、热扩散系数、定压比热、压力、温度等。

2.1.2 主要控制力

作用在火山喷发柱流体的力主要是空气阻力、粘性力、惯性力和负浮力。火山喷发柱流体在喷发口处喷出时的动量作用下垂直向上喷射,但由于环境流体(即空气)的滞止作用和负浮力的作用以及内部粘性力的影响,初始动量逐渐被抵消,射流上升到一定高度后,在负浮力的作用下将向周围塌落。

2.1.3 环境条件

对于半自由的静止环境中的射流,主要影响其运动的是环境流体的密度分布。

定义密度分层强度： $s = -\frac{D}{\rho_0} \frac{d\rho_a}{dx}$;

式中 ρ_0 为 $x=0$ 处，即与喷口齐平的那一层环境流体的密度， x 的方向是垂直向上， ρ_a 为环境流体密度， D 为圆形喷口直径。

我们所研究的周围空气为均匀环境，即 $s=0$ 。这一点假设是基于如下考虑：

- 1) 在大气对流层、平流层范围内，空气随垂直方向 x 变化的密度很小；
- 2) 喷发柱流体的整个过程的密度远比空气的密度要大。

2.1.4 无量纲数

惯性力与粘性力之比为雷诺数： $Re = \frac{u_0 D}{\gamma}$ (u_0 为出口初始速度， γ 是运动粘性系数)

浮力与粘性力之比为拉格肖夫数： $G = \frac{g(\rho_0 - \rho_a) D^3}{\rho_0 \gamma^2}$ (ρ_0 为出口初始密度)

惯性力与浮力之比为密度弗罗德数： $Fr^2 = \frac{u_0^2 \rho_0}{(\rho_0 - \rho_a) g D}$

Re 与 G 共同决定流体状态是否为湍流。我们所研究负浮力流中，流体运动的性质主要取决于 Fr^2 。

μ_0 为初始体积通量 $\mu_0 = \frac{\pi D^2 u_0}{4}$ ；初始动量通量 $m_0 = \frac{\rho_0 \pi D^2 u_0^2}{4}$ ；初始浮力通量

$B_0 = \frac{\pi D^2 g(\rho_0 - \rho_a) u_0}{4 \rho_0}$ ；浮力动量特征长度 $l_m = \frac{m_0^{\frac{3}{4}}}{B_0^{\frac{1}{2}}}$ 。 l_m 这个量的重要性在于它可以区

别浮力射流是羽流状态还是射流状态。

2.2 火山喷发柱流体的流动状态

在了解火山喷发柱流体的流动状态之前，我们先了解一般流体的流动状态。流体从几何尺寸远小于容纳流体（环境流体）所占空间尺寸的喷口流入容纳流体，并同其混合的流动状态叫做射流。若从喷口流出的流体与周围环境流体的密度是相同的，其形成主要是由于喷口处的初始动量的作用，称为纯射流。若其形成是由两者的密度差引起的，则称为纯羽流。若两者兼而有之，则称为浮力射流。浮力射流分为正浮力射流和负浮力射流。

现在我们来讨论一下火山喷发柱流体的流动状态。开始时，火山碎屑物与气体混合物构成的喷发柱的流体的平均密度远大于周围空气的密度，因此，在刚喷出地表的一段高度内，流体是带有负浮力的，其向上运动完全是惯性力的影响。这段受负浮力控制的区域常被火山

学家称为气冲区。喷发柱流体进入空气后，由于卷吸作用，使得喷发柱主体扩展，而被卷吸的空气由于受热而膨胀，导致喷发柱密度整体减小。如果有足够的空气被卷吸进来，使得流体的当地密度小于周围空气，形成正浮力射流，火山学家称其为对流区。喷发柱流体进一步上升，逐渐冷却，从而使得喷发柱的流体密度大于周围流体的密度，再次受负浮力控制，此时火山喷发柱的当地动量大大衰减，使得形成最大高度 x_m 。喷发柱流体两边形成水平扩散区，火山学家称其为伞状区。如果吸入的空气不够多，喷发柱流体的密度将一直比周围的密度要大，那么整个过程将在负浮力的控制之下，射流上升到一定高度后在负浮力的作用下形成碎屑流向周围塌落。

3火山喷发柱的几个重要问题

对于浮力射流的问题已经有很多学者研究过，并且得到了很多很好的试验数据和成果。然而对于负浮力射流的火山喷发柱，还有很多问题没有解决。现在我们在前人的工作上，做了如下的总结和探索。

3.1 喷发柱最大上升高度 H_m 与喷发能量问题

负浮力射流垂直向上排放，那么必将达到最大高度，在此处逆转下落，像喷泉一样。Turner(1966)和Abraham(1967)等对于均匀环境中负浮力射流的最大上升高度 H_m 进行了试验研究得出：

$$H_m = \frac{\alpha_{m_0}^{\frac{3}{4}}}{B_0^{\frac{1}{2}}}, \text{ 参数 } \alpha = 1.54 \sim 2.06, \text{ 取平均值 } \bar{\alpha} = 1.75 \text{ 相似性} \quad (1)$$

而事实上 $\frac{\alpha_{m_0}^{\frac{3}{4}}}{B_0^{\frac{1}{2}}} = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{\frac{1}{4}} D Fr^{\frac{1}{2}}$ 是一个与Fr有关的式子。所以我们又可以将之写为：

$$H_m = \alpha \left(\frac{\pi}{4}\right)^{\frac{1}{4}} D Fr^{\frac{1}{2}}. \text{ 我们假定喷发流体初始密度为 } \rho_0 = 2.0 \times 10^3 \text{ Kg/m}^3; \text{ 环境流体密度}$$

$\rho_a = 1.29 \text{ Kg/m}^3$ 。我们给定不同口径D和初始流速 u_0 下的最大高度计算值：

D (m)	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
u_0 (m/s)	100	100	150	150	200	200	250	250	250	250
H_m (m)	7.44	29.75	54.65	97.16	131.47	189.32	230.49	301.04	381.00	470.38

表1 不同口径D和初始流速 u_0 下的最大高度 H_m

3.2 中轴线速度问题

一些学者根据在这方面的实验观测的结果，得出圆形射流扩展率的平均值为 $\frac{y_u}{x}=0.107$ (y_u 为速度半宽)。通过Bogustawski和Popiel (1979) 的测试结果，流速在水平方向上服从正态分布。我们令 $u(x, y) = e^{-\frac{y^2}{2\sigma^2}} u_m(x)$ (2)

易知 $\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}$ 与 $u_m(x)$ 成正比。令 $u_m(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma k_1}$ ， k_1 为常数 (3)

在铅直 x 的方向取两点 x_1 与 x_2 ，于是有： $e^{\frac{(0.107x_1)^2}{2\sigma_1^2}} = e^{\frac{(0.107x_2)^2}{2\sigma_2^2}} = 0.5$

上式可以化为： $\frac{x}{\sigma} = k_2$ ， k_2 为常数 (4)

由 (3)、(4) 得： $u_m(x) = \frac{k_3}{x}$ ， k_3 为常数 (5)

虽然负浮力射流与射流有所区别，但从问题简化的角度来看，作一定的假设是允许的。我们的假设是：火山喷发柱流体流速沿径向服从正态分布。

3.3 喷发柱边缘区的一些认识

我们从上一节知道 $\frac{y_u}{x}=0.107$ ，这反映了速度为中线速度一半的点的连线是一条直线。那么，自然而然的会问其它分数宽的连线是否也是一条直线呢？我们得出的答案是肯定的。

由 (2) 与 (3) 我们可以写出 $u(x, y) = e^{-\frac{y^2}{2\sigma^2}} u_m(x) = e^{-\pi k_1^2 k_3^2 (\frac{y}{x})^2 u_m(x)}$ (6)

(6) 式显示了速度分数只与 $\frac{y}{x}$ 即斜率有关。由此得出以下结论：任何速度分数宽的连线都是一条直线。

我们定义：能清晰分辨出的喷发柱边缘区，叫做可视边界。

Noutsopoulos等人 (1987) 对可视边界的夹角进行了测量，试验的范围是 $Fr=3.61\sim 2304$ ，得出的结果表明夹角不受 Fr 的影响，且有 $\tan(w_0)=0.189$ (w_0 是可视边界于中轴线的夹角)。

根据前面的分析，我们来求可视边界的速度分数。令 $\pi k_1^2 k_3^2 = k'$ 则 (6) 式写成为

$u(x, y) = e^{-k'(\frac{y}{x})^2} u_m(x)$ (7)

将 $\frac{y}{x}=0.107$ 代入 (7) 得到 $u(x, y) = e^{-k'(0.107)^2} u_m(x) = \frac{1}{2} u_m(x)$ ，得到 $k'=60.542$ 。于是

$f_0 = e^{-k'(0.18)^2} u_m(x) = 0.141 u_m(x)$ 。 f_0 是临界分数，它是决定是否脱离主喷发柱的临界速度

分数。

另外需要补充的一点是：在火山爆发时，在可视边界处形成大量的漩涡，漩涡的形成除了与主剪切层相关外，我们认为它与可视边界将要脱离的部分有着直接的关系。该部分的速度达不到与主喷发柱上升的临界要求，开始向外脱离；同时在较强的吸引下，这部分脱落的流体又有可能重新被卷吸到主喷发柱中，从而形成螺旋状的漩涡。没有被卷吸的流体则最终变为碎屑流崩落。

4 结语

火山喷发柱是研究火山内部结构、物理化学性质和活动过程的重要途径，利用现代计算机技术和流体力学原理可以突破传统研究方法的局限，因而具有广阔的前景。本文针对火山喷发柱的最大喷发高度、中轴线速度、喷发柱边缘区等方面提出了一些初步结论，为建立火山喷发柱的数值模型打下了基础，今后我们工作的重点将是建立火山喷发柱的数值模型，并对其进行数值模拟，以进一步深化对火山喷发柱的认识。

参考文献

- 1、J.S.Gilbert, S.J.Lane, R.S.J. Sparks & T. Koyaguchi. Charge measurements on particle fallout from a volcanic plume J. Nature, 1991, 349: 598 – 600
- 2、余常昭. 紊动射流 M.北京：高等教育出版社，1993.
- 3、平浚. 射流理论基础与应用 M. 北京：北京宇航出版社，1995.
- 4、赵海玲. 岩浆物理性质和流体动力学 M. 北京：北京地震出版社，1995.
- 5、李心铭. 流体动力学 M. 青岛：青岛海洋大学出版社，1996.

Theoretic Discussion Physical Mechanism of Volcanic Plume

Mu Dawei¹ Liu Yongshun² Peng Nian²

(College of Resource, Environment and Tourism, Capital Normal University, Beijing 100037)

(College of Earth Science and Resource, China University of Geosciences, Beijing 100083)

Abstract

The plume is a kind of widespread physical phenomena. The most powerful plume in nature is volcanic plume, which is formed by ejection of mixture of pyroclasts and volcanic gases into the air from volcanic vent. The strength and type of volcanic plume is not only influenced by the physical character of pyroclasts and volcanic gases but also influenced by the environmental

conditions and forces. To understand its mechanism is very helpful to monitor and mitigate volcanic hazards. Referring to the previous works, we come to some preliminary conclusion.

Key Words: volcanic plume jet fluid mechanics

作者简介 穆大卫（1981- ），男，北京市人，首都师范大学资源环境与旅游学院硕士研究生，研究方向为地质流体力学。