

层结背景下热液柱演化的实验模拟*

屈玲 郭双喜 鲁远征 岑显荣 周生启^①

(中国科学院南海海洋研究所热带海洋环境国家重点实验室 广州 510301)

摘要 为了研究洋中脊处海底烟囱喷出的热液柱的动力学特征以及其与周围海水之间的关系,在实验室内对热液柱的演化过程进行了实验模拟研究。在实验设计中,采用底部点源提供热通量的方法触发热液柱,使用粒子图像测速技术(Particle Image Velocimetry——PIV)获取速度信息,高灵敏度热敏探头采集温度信息。通过瞬时速度场分析热液柱的运动特征以及其与周围层结背景环境之间的卷挟过程。实验表明,层结的背景环境阻碍了热液柱的垂向上升以及水平延伸。层结的背景条件下,在热液柱发展演化的整个过程中,其呈现出明显的振荡特征,且振荡频率(0.10—0.35rad/s)与背景环境的浮力频率(0.20—0.30rad/s)数值相当。热液柱与周围纯水之间存在强混合,发现在热液柱的热源处和顶部的混合最为强烈,中性浮力层高度以下是热液柱与周围纯水混合的主要区域,混合强度以卷挟系数 α 表征, α 值从-0.30 到 0.13 之间变化,大致随着高度的增加而减小。通过瞬时速度场分析得到热液柱的湍流耗散率 ϵ , 发现在垂直方向上,其“颈部”的耗散最强,沿水平方向上,其中心处的耗散最大,向四周逐渐递减,呈现高斯分布。

关键词 热液柱; 速度场; 温度振荡; 耗散率; 卷挟率

中图分类号 P731 **doi:** 10.11693/hyhz20170500138

热液柱广泛地存在于海洋和大气中。以海底热液柱为例,高温的热液流体从海底喷出,不仅会改变其上层水体的物理环境,对海洋地质、生物和化学环境、大洋环流乃至全球气候有重要影响(栾锡武等, 2002)。一方面,科学家在洋中脊和弧后盆地扩张脊的板块边界等热液柱活跃区域发现大量金属硫化物矿床(孙枢, 1995); 另一方面,在深海热液柱喷口处常密集栖息着一些个体巨大,身体结构特殊的无脊椎动物,其中多数是以前未发现过的物种。至 2000 年为止在深海热液喷口发现的生物种类已有 10 个门, 500 多个种属(冯军等, 2005), 其特有物种超过 400 个,特有的科为 11 个(Tarasov *et al.*, 2005), 新发现的物种数量仍在不断增加,这些生物系统被认为可能和生命的起源有关(Reysenbach *et al.*, 2001); 另外,海底热液柱的喷发为海底提供了巨大的能量,据估计全球

海洋热液活动释放的总热量为 10^{12} — 10^{13} W, 足以推动大洋中层水的循环,甚至在更深层次上影响全球海洋环境和全球气候变化(Elderfield *et al.*, 1996)。因此,热液柱研究对于海底热液成矿、热液喷口生物群落、热液活动对海洋和气候环境的影响等研究都有重要的科学意义。通过不断更新换代的调查设备和手段,人们逐渐开展对海底热液活动的调查与研究,同时发现了更多的海底热液场,从特定海域的单个喷口到洋中脊的热液喷口系统。人们通过对热液场的位置进行研究,发现大洋中热液柱的三大构造背景——洋中脊、板内火山和弧后盆地。2004 年,在国际上已宣布的全球洋中脊 277 处热液场中,有 144 处的热液喷口已经通过直接观测进行了证实,且附近均有热液柱的发育(杨作升等, 2006)。这些不断更新的调查结果表明,海底热液柱的活动是全球海域内常见的

* 中国科学院战略先导科技专项项目, XDA11030301 号; 国家自然科学基金项目, 41406035 号, 41606010 号; 广东省自然科学基金项目, 2016A030311042 号, 2016A030310114 号, 2016A030313155 号。屈玲, 博士, E-mail: quling@scsio.ac.cn

通讯作者: 周生启, 研究员, E-mail: sqzhou@scsio.ac.cn

收稿日期: 2017-05-19, 收修改稿日期: 2017-09-19

一种海洋现象。

人们对热液柱的最初的研究是通过多个理论模型来描述热液柱的物理参数, 这些模型揭示了热液柱的动力过程主要由周围流体的有效挟卷控制, 而挟卷是由热液柱边缘的湍切变引起的。Morton 等(1956)提出经典的一维稳态 MTT 模型, 由于它能非常简单的对湍流进行处理, 一度是最具有影响力的模型, 许多研究者采用这种形式来研究深海热液喷口喷发的深海热液柱(Speer *et al*, 1989; Rudnicki *et al*, 1992)。近几十年来, 多种实验和数值模式的发展应用表明 Morton 等提出的这个热液柱模型并不能说明一些重要的热液柱物理过程(Valentine *et al*, 1989; Neri *et al*, 1994; Suzuki *et al*, 2005)。由于在实际海洋中, 会有不可忽略的水平流对热液柱产生影响, Fan(1967)对 MTT 模型进行了修改, 添加了水平流的拖曳作用。通过他的室内实验模拟, 发现水平流增强了热液柱的挟卷。Speer(1997)通过三维、非线性的模型, 研究了巨型热液柱受地转效应的影响。

在国内, 人们也开始逐步开始关注热液柱, 翟世奎等(2007)从现场观测、室内实验和数学模型等不同角度了解海底热液的运动规律。其室内实验主要是在高温高压的条件下, 偏重于再现热液的发生过程及水岩的相互作用。栾锡武等(2002)主要通过现场观测开展深海热液活动调查和理论研究。杨小龙(2008)采用大涡模拟的方法对两无穷大平板间受热形成的热液柱进行了数值模拟, 结果表明当 Rayleigh 数比较大时, 热浮力对流动的影响比较大, 形成了比较复杂的流动结构。张巍等(2016)采用室内流体力学实验的方法, 在背景线性层结的条件下, 对热液柱进行了研究, 结果表明在热液柱内部及边界存在大量的涡旋结构, 伴随着与周围水体之间的卷挟过程, 其实验中热液柱具备初始速度, 通过调整热液柱的盐度对热液柱的浮力进行调节。

由上可知, 目前已有的研究主要集中在海底热液系统的探测、热液柱物理模型, 而对于热液柱在层结条件下的演化动力过程研究较少, 尚处于探索阶段。真实海洋中热液柱具有高温高盐的特征, 且热液柱喷口流体生物化学性质特殊, 富含多种微生物和大量矿物元素。Schmidt(1941)最早对点源和线源羽流的发展变化进行了研究, 他指出, 热液柱温度、速度分布主要受湍流对热量、动量的水平输运与对流的垂向输运之间的平衡控制。Morton 等(1956)提出热液柱在上升的过程中, 体积、动量、浮力是守恒的。本文

基于前人研究, 在实验设计过程中, 主要考虑对热液柱演化的动力过程进行模拟, 把支配海底热液柱运动的重要参数——浮力、层结强度等提取出来, 忽略热液柱喷口处海水的生物化学特性, 并最大程度地减小实验装置对热液柱发展演化动力过程的干扰。采用纯水作为实验流体, 通过温度层结得到密度层结的实验初始条件。通过粒子图像测速技术(Particle Image Velocimetry——PIV)和定点测量温度的手段, 在层结背景下, 通过高温驱动热液柱, 对其生成和发展过程, 以及其对周围水体的卷挟的变化等进行了详细的研究。

1 实验设置

如图 1 所示, 实验在一长方体密封水槽中进行。水槽长、宽和高分别为 25.4cm、7.5cm 和 30cm。水槽 4 个侧面由透明有机玻璃制成, 以便于观察热液柱演化和 PIV 测量, 厚度为 1cm; 上下底板由铜导热板制成, 厚度为 3cm, 通过软管与循环水冷机相连, 可稳定控制水槽上下边界的温度。实验中所用流体为纯水, 并通过充分沸腾去除纯水中所含气体。如图 1 所示, 在水槽底板中间设置热电阻, 电阻是圆柱状, 长为 0.78cm, 直径为 0.33cm, 阻值为 12.71 Ω 。通过加热使得热电阻所接触的水体升温失稳而形成热液柱, 并在浮力作用下向上运动。根据 Morton 等(1956)、Turner(1986)的研究, 热液柱的上升高度与所受浮力和背景环境的层结强度相关, 在实验操作中, 为了使热液柱的上升的最大高度小于实验水槽的高度, 对热源的热量和背景环境的层结进行了控制。同时, 为了保证热液柱演化过程最终达到准稳态, 对热源的加热时间进行了大量尝试, 最终确定当加热时间接近 560s 时, 热液柱基本达到准稳态。故在实验过程中, 为热电阻提供 7.14v 电压, 加电压的时间为 560s, 提供的热量为 2446J。在热电阻上方 0.2cm、1cm、6cm 和 16cm 处各设置一个快速热敏探头(尺寸为 0.3mm), 以记录热液柱在演化过程中局部温度的变化情况, 平均采样频率为 3.8Hz。

热液柱速度场通过 PIV 技术来测量。如图 1 左图所示, 在实验流体中充分均匀的布置示踪粒子(直径约 20 μm , 密度约 1.03g/cm³), 通过侧边的激光器触发脉冲激光光栅照亮水槽中热液柱所在的横截面(厚度约 3mm)处的示踪粒子, 并在正面通过高速 CCD 相机进行拍摄, 然后通过自适应相关算法进行后处理获得流体速度场。相机采样频率为 1Hz, 分辨率为

2048×2048 像素, 后处理计算窗取 32×32 像素, 并有 50%的重叠率, 因此获得的速度场矢量数为 128×128。为了获得更高的速度场分辨率, 对热电阻上方两个不同的区域同时进行 PIV 测量(如图 1 所示), 拍摄区域一的范围为 56×56mm, 拍摄区域二的范围为 122×122mm。

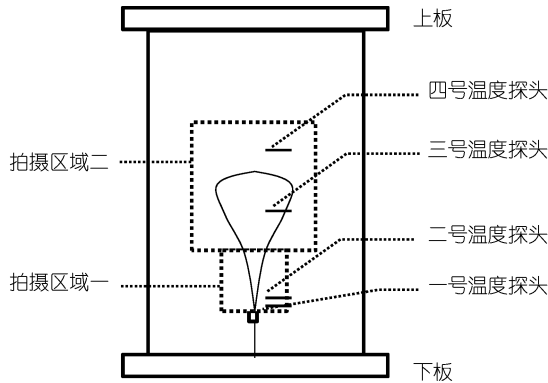


图 1 实验装置、温度探头位置以及 PIV 测量区域
Fig.1 Schematic diagram of the experimental setup, the position of the thermistors and the PIV measurement area

初始背景水体层结通过对上下底板设置不同温度来形成。设置上下底板温度分别为 40°C 和 16°C, 通过 12 小时的静置, 水体由于热传导而形成如图 2a) 的垂向温度分布, 通过状态方程计算水体的密度分布, 从而得到表征背景水体层结的浮力频率 N ,

$$N = [(-g/\rho)(d\rho/dz)]^{1/2} \quad (1)$$

式中 g 、 ρ 是重力加速度和水体密度, 其计算结果如图 2b 所示, 背景水体浮力频率约为 0.2—0.3rad/s(热液柱发展过程中高度范围)。

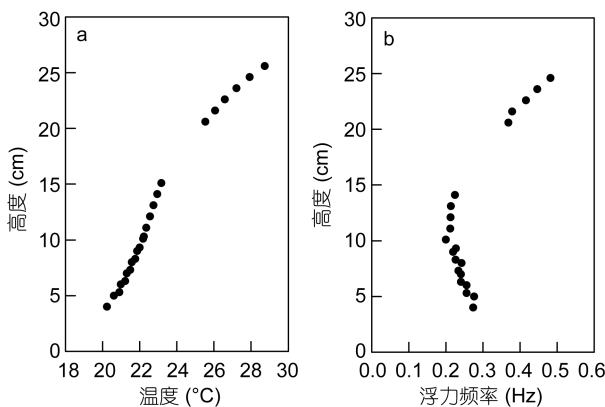


图 2 初始背景水体垂向温度(a), 相应的浮力频率(b)
Fig.2 Vertical profile of temperature (a), and corresponding buoyancy frequency (b) in the experimental tank

2 结果与讨论

2.1 热液柱速度特征

通过 PIV 观测得到的速度场可以直观地显示热液柱的演化过程以及速度分布特征。图 3 中 a—h 分别为热液柱在提供热量的 0、0.8、1.6、2.4、3.2、4.0、4.8、5.6s 不同时刻的瞬时速度场。从图中可以看出, 通过热电阻触发出的热液柱具有较高温度(约 20.5°C), 因密度低于周围流体而具有正加速度, 从而其垂向速度逐渐增大; 在此过程中, 周围纯水由于被热液柱卷挟, 因为水平速度方向指向热液柱中心, 且速度大小逐渐降低, 说明热液柱对周围纯水的卷挟作用逐渐减弱, 而卷挟进入热液柱的周围相对低温纯水导致热液柱密度增大, 从而垂向加速度值逐渐减小。在发展过程中, 热液柱的水平和垂向尺度不断增大, 最大速度均分布在的头部和颈部位置。从热液柱边缘速度特征来看, 头部速度在 180°极角范围内向外扩散; 而在下端靠近根部位置, 周围纯水不断地被卷挟到热液柱中, 从而在头部下方左右两侧形成一对或多对涡旋结构。当垂直速度达到极大值时, 加速度减小为 0, 说明热液柱密度与周围纯水相当, 热液柱开始进入到中性浮力层。随着高度进一步增加, 由于惯性作用热液柱会继续上升, 但由于此时热液柱密度大于周围纯水, 从而加速度为负, 垂向速度逐渐减小直至为 0, 热液柱达到最大高度。在此过程中, 热液柱逐渐向四周水平扩散, 因而其水平速度为指向热液柱外部, 其值先增大后减小, 直至达到热液柱边界时为极小值。图 4 为热液柱中部横截面典型的速度分布曲线(定义速度向上和向右分别为垂向和水平的正向), 从图 4a 中可以看出, 垂向速度从热液柱中心到边缘呈现递减趋势, 并符合高斯分布; 由图 4b 中可以看出, 水平速度从远到近首先逐渐增大, 达到最大值后迅速减小, 直至到热液柱中心减小为零。水平速度绝对值极大值位置即为热液柱与周围纯水的交界位置。热液柱水平速度的这种变化表明, 在边缘处热液柱与周围纯水之间存在强挟卷, 热液柱在上升的过程中, 挟卷大量的纯水进入其内部, 不断扩充热液柱的体积。

2.2 热液柱的温度特征

通过热敏探头可以记录热液柱不同高度位置的温度变化情况。图 5a—d 依次为图 1 中从下至上四个探头测得的温度随时间变化的曲线。由于图 5a 为最

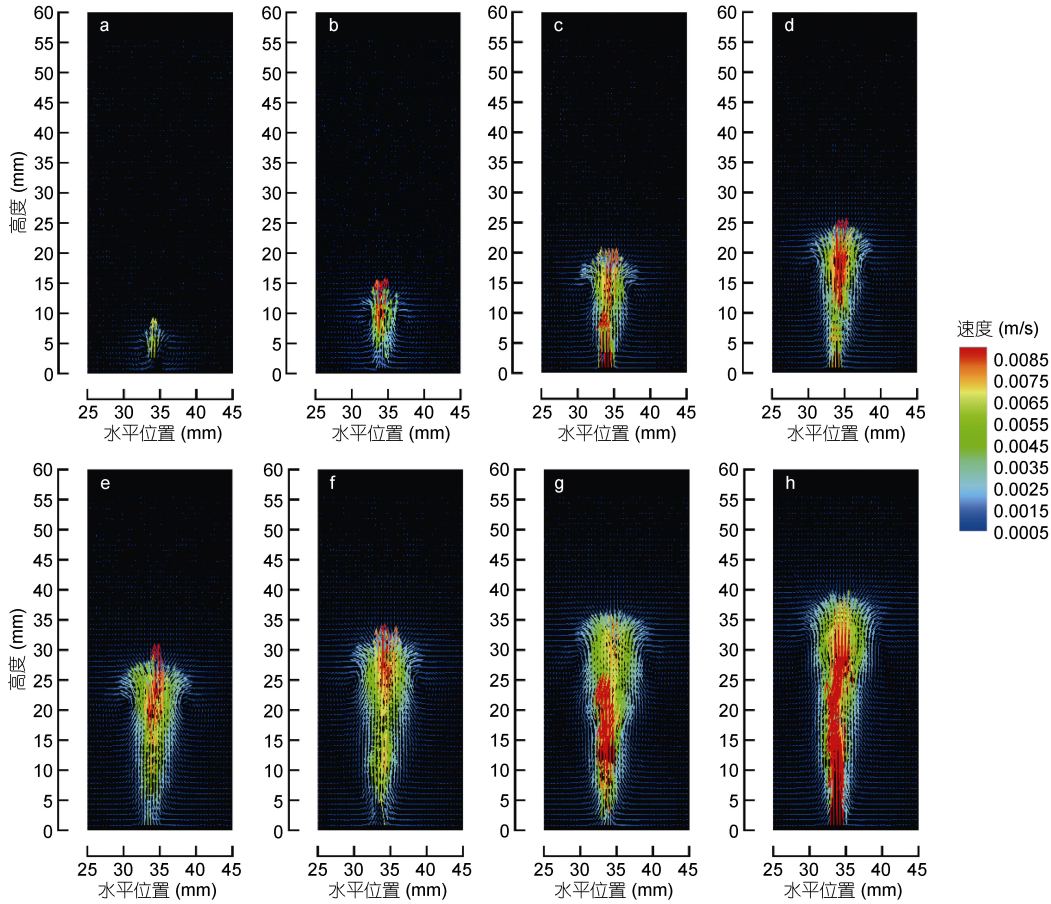


图 3 热液柱的瞬时流场图

Fig.3 Development of the plume

注: 图 a—h 分别为热液柱在提供热量的 0、0.8、1.6、2.4、3.2、4.0、4.8、5.6s 不同时刻的瞬时速度场

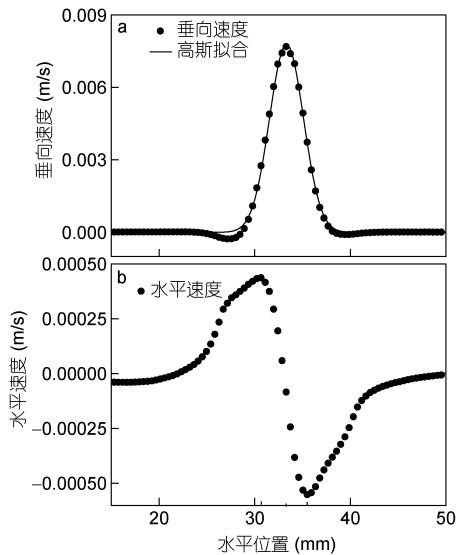


图 4 通过时间平均后的热液柱垂向速度(a)和水平速度(b)的水平分布

Fig.4 The time-averaged vertical(a) and horizontal(b) velocity
注: 横截面高度为 26.3mm, 其中垂向速度符合高斯分布, 黑线为高斯拟合的结果

靠近热电阻的热敏探头, 通过图 5a 所显现出的温度变化特征可将热液柱从加热开始到停止加热共分为三个明显不同的演化阶段(由图中两条虚线隔开)。(1) 加热起始阶段: 此阶段开始对热电阻通电加热, 热电阻所在位置的流体开始剧烈升温, 密度迅速降低, 当温度继续升高使得该局部温度与周围流体温度差达到一定程度, 流体开始失稳, 并形成向上运动的热液柱。(2) 稳定发展阶段: 热液柱形成后开始持续稳定地向上运动, 固定局部位置的温度开始缓慢增加, 温度的增长与时间成线性变化趋势, 且温度变化呈现出明显的波动特征。(3) 热液柱消亡阶段: 当加热停止后, 热电阻处局部温度迅速降低, 热液柱停止生成, 而其上方的另外三个热敏探头处温度的变化逐渐滞后。

由于整个发展过程中温度变化显示出明显的波动性, 将温度变化进行低通滤波, 去掉低频大尺度信号, 如图 5e—h 所示, 在不同位置热液柱生成和发展体现出明显的温度振荡。通过波峰提取可得到振荡周期 T , 从而得到相应的振荡频率 f ,

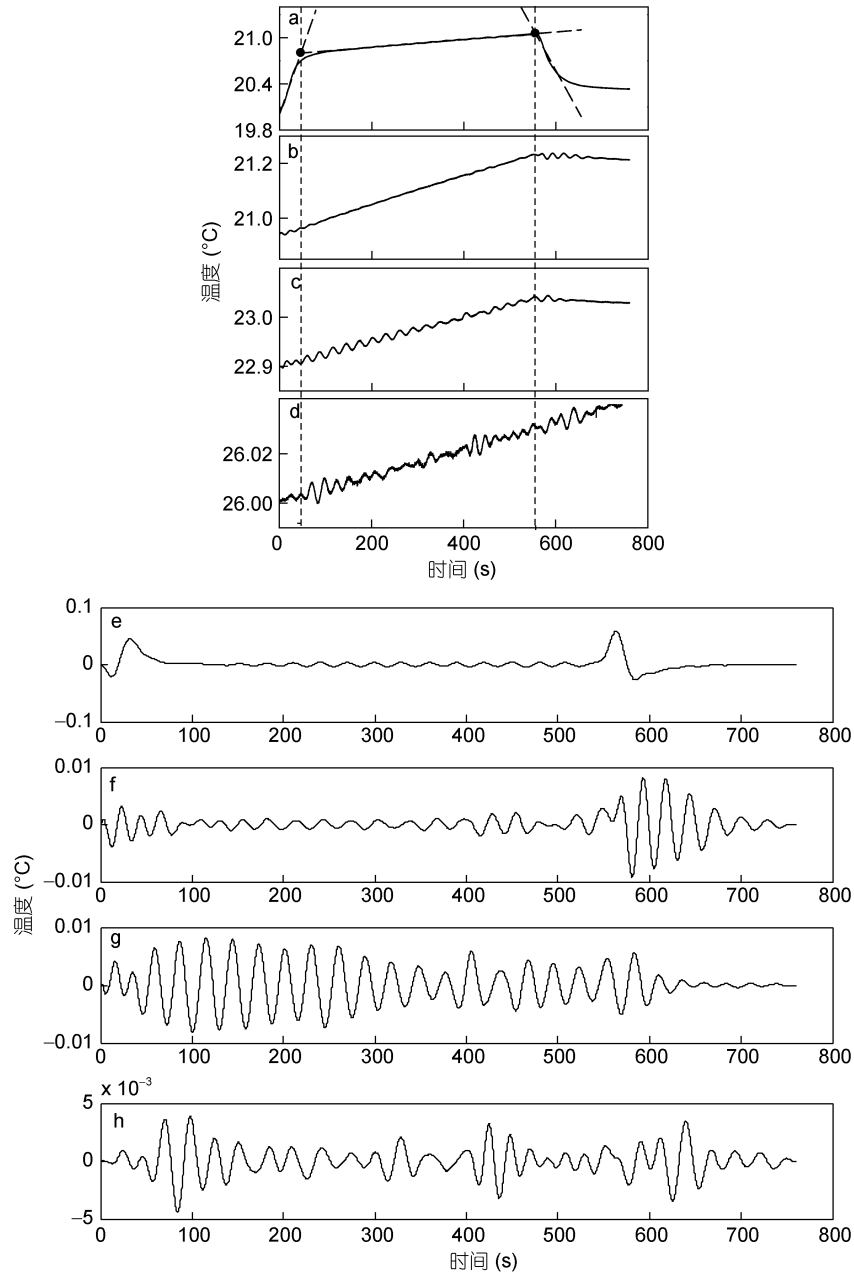


图 5 图 1 右图中从下至上四个探头测得的温度曲线(a—d), (a—d)通过低通滤波得到的温度波动曲线(e—h)
 Fig.5 The temperature during the plume evolution with 4 probes at different positions from bottom to top(a—d), and the temperature oscillation from low-passed filtering of a—d(e—h)

$$f = 2\pi/T. \quad (2)$$

其结果如图 6 所示, 尽管存在一定的数据分散性, 各个高度位置的温度振荡频率均为 0.1—0.35rad/s, 与图 2b 中所显示的背景浮力频率值非常吻合, 这表明背景水体层结是热液柱演化发展过程中温度振荡的主要原因。

2.3 热液柱的湍流耗散率特征

湍流耗散率反映的是单位时间内湍动能在黏性耗散下转化为内能的量度。通常, 黏性耗散表征小尺

度涡的作用。关于湍流耗散率的理论大多基于局部各向同性的假设, 即假定湍流在各个方向上是同性的, 此时湍流耗散率是

$$\varepsilon = 15\nu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 = 7.5\nu \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2, \quad (3)$$

ν 为运动黏性系数。但是并非所有的流动都是各向同性的, 比如本文所研究的热液柱, 是较为典型的局地轴对称流动。Dettleff 等(1991)、Kolmogorov 等(1991)和 Cohen 等(2000)假设湍流是局地轴对称的, 即

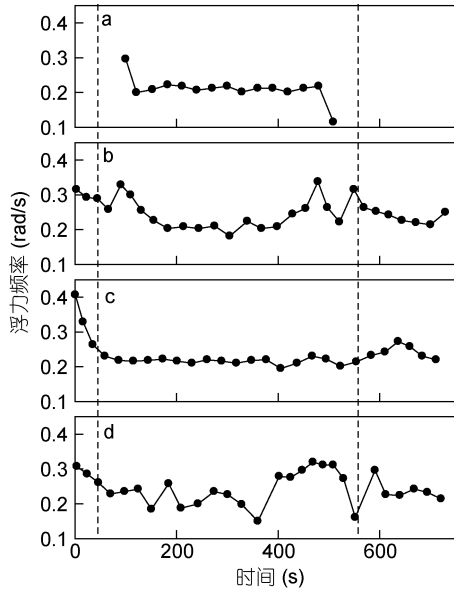


图 6 温度振荡频率随时间的变化

Fig.6 Changes in temperature oscillation with time

中心轴周围的流动是相似的。通过 PIV 测得的速度场可以直接计算热液柱流场的湍流耗散率。在轴对称条件下, 湍流耗散率 ε 表达式可以通过如下公式进行推导:

$$\left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3}\right)^2 = \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right)^2, \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2}\right)^2 = \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}\right)^2, \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1}\right)^2 = \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3}\right)^2,$$

$$\left(\frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right)^2 = \frac{1}{3} \left[\left(\frac{\partial u_2}{\partial x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1}\right)^2 \right],$$

$$\varepsilon = 2\nu S_{ij} S_{ij} = \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) =$$

$$\nu \left[-\left(\frac{\partial u_2}{\partial x_2}\right)^2 + 8\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}\right)^2 \right], \quad (4)$$

式中 ν 为流体黏性系数, x_1 、 x_2 和 u_1 、 u_2 分别为水平、垂直坐标轴以及相应方向的流体速度。图 7a 为热液柱发生期间的平均湍流耗散率, 从图 7a 可以看出整个热液柱所在区域均具有较大的湍流耗散率; 从图 7b 可以看出, 在垂向上, 在热液柱的颈部, 湍流耗散率趋于最大值; 由图 7c 可知, 在水平方向上, 在热液柱的中心位置, 湍流耗散率呈现最大值, 且在水平方向上的分布符合高斯分布, 与 Markides 等(2008)的研究结论一致, 这也是热液柱的特性之一。与我们的实验结果不同的是, Jiang 等(2014)通过数值计算模拟海底热液喷发, 发现深海热液柱湍流耗散率最大位置在热液喷口位置, 这主要是因为本实验热液柱的初

始速度为零, 而深海热液柱从地壳喷出时已具有较大的初始速度。

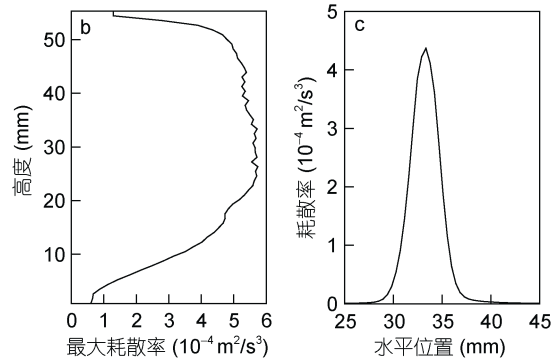
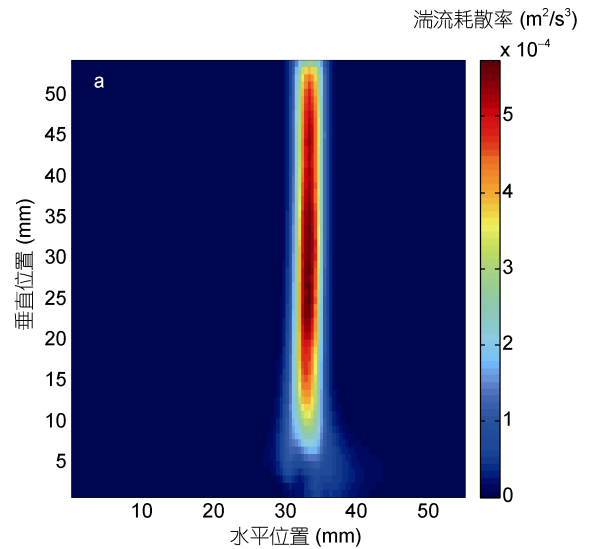


图 7 时间平均后的湍流耗散率(a), 最大湍流耗散率的垂向分布 (b), 垂向平均后的湍流耗散率的水平分布(c)
Fig.7 The time-averaged dissipation rate distribution of steady plume(a), the vertical profile of maximum dissipation rate(b), and the horizontal distribution of the vertical-averaged dissipation rate(c)

2.4 热液柱的卷挟率特征

热液柱发展动力过程不仅受自身浮力所控制, 还与周围流体的卷挟混合作用密切相关。Morton 等 1956 年首次提出经典的一维模型(MTT model)来描述热液柱的动力学发展过程, 为了封闭方程组, 他们引入卷挟率 α 来定义热液柱边界处流体水平速度 u_{1max} 与热液柱垂向速度 u_{2max} 的比值,

$$\alpha = u_{1max} / u_{2max} \quad (5)$$

并取定常值 $\alpha=0.13$ 。卷挟率 α 定量刻画出了热液柱对周围流体的卷挟作用, 该模型随后被广泛应用于大气、海洋等自然界以及工业和日常生活中热液柱现象的研究和应用。但在后来的一些热液柱室内实验研究

中发现卷挟率 α 的值介于 0.1 到 0.16 之间 (Fischer *et al.*, 1979; Chen *et al.*, 1980; Kaminski *et al.*, 2005), 尽管并不是常数, 但仍然接近 0.13。而另一方面, Papanicolaou 等 (1988) 通过实验观测发现 α 值在 0.02 到 0.12 之间, 具有较大的变化范围。最近, Matulka 等 (2014) 进一步通过实验研究发现 α 值介于 0.16 到 0.9 之间, 并解释热液柱源条件、热液柱本身湍流变化特征、以及背景层结变化等都是造成 α 值变化的主要原因。

图 8 显示了本实验中卷挟率沿热液柱高度的变化曲线, 在本文中卷挟率的正负值分别表征周围水体的卷挟进与卷挟出。在热液柱热源处是热液柱卷挟周围流体的主要区域, 可以看到 α 值从 0 到 0.13 之间变化, 且随着高度的增加先增加再减小, 这主要是由于热液柱在初始形成时迅速向上升, 需要周围水体快速对其进行水体补充, 在继续上升过程中密度逐渐增大, 湍流强度逐渐减小, 导致热液柱边缘与周围流体的卷挟混合作用降低, 随着热液柱高度不断增加, 卷挟率在热液柱颈部减小至 0 后变为负值, 且绝对值逐渐增大, 在热液柱顶部卷挟率高达 0.3, 这是由于热液柱随着高度的上升, 由于不断与周围水体进行混合, 密度与周围水体的密度趋向一致, 浮力通量不断减小, 其垂向加速度逐渐降低, 在热液柱的密度与周围水体的密度达到一致后, 即在热液柱的中性浮力层高度处, 热液柱开始向四周延伸。

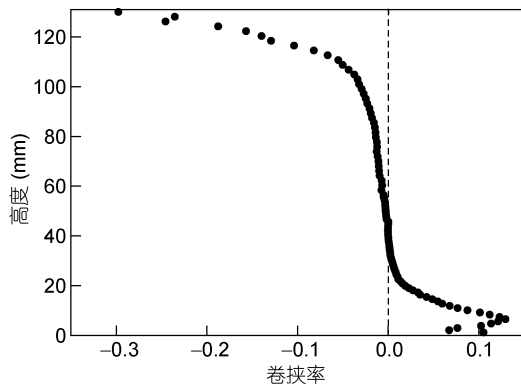


图 8 卷挟率沿热液柱高度的变化

Fig. 8 Variation in entrainment rate with the height of the plume

3 结论

本文通过室内实验模拟了层结背景下热液柱的生成和演化过程, 对热液柱速度场和温度变化特征进行了测量和分析, 得到如下结果:

(1) 再现了热液柱发展的动力学过程, 对其速度场结构特征、以及沿热液柱中心线和横截面速度特征进行定量的分析和研究。热液柱受向上的浮力作用, 先是迅速上升, 垂向速度不断增加, 在热液柱的颈部和顶部出现的最大值, 在水平方向上, 垂向速度呈现高斯分布, 即在热液柱中心位置垂向速度最大, 向四周方向延伸不断降低; 而热液柱的水平速度则在热液柱中心位置处最低, 几乎为 0, 向四周方向延伸逐渐增大, 在热液柱边界处出现最大值, 随后再逐渐减小; 这表明在热液柱中心位置处, 以水体向上升为主, 在热液柱边缘处, 以与周围纯水相互交换卷挟为主。

(2) 热液柱发展过程可分为三个典型阶段, 即加热起始阶段、稳定发展阶段和热液柱消亡阶段, 发现热液柱的温度存在周期性振荡现象, 且其振荡频率与背景水体层结构浮力频率相当。

(3) 分析了热液柱湍流耗散率和卷挟率的分布, 实验结果表明热液柱出现区域的湍流耗散率明显高于周围背景; 热液柱卷挟率并非常量, 其值在 -0.30—0.13 之间变化, 并随着高度的增加而减小。在热液柱热源处是热液柱卷挟周围流体的主要区域, α 值从 0 到 0.13 之间变化, 且随着高度的增加先增加再减小, 随着热液柱高度继续不断增加, 卷挟率 α 在颈部减小至 0 后变为负值, 且绝对值逐渐增大, 即在顶部热液柱不断向四周溢出延伸。

参 考 文 献

- Chen C J, Rodi W, 1980. Vertical turbulent buoyant jets: a review of experimental data. Oxford: Pergamon Press
- Cohen D, 2000. Chaos and energy spreading for time-dependent hamiltonians, and the various regimes in the theory of quantum dissipation. *Annals of Physics*, 283(2): 175—231
- Dettleff G. 1991. Plume flow and plume impingement in space technology. *Progress in Aerospace Sciences*, 28(1): 1—71
- Elderfield H, Schultz A, 1996. Mid-ocean ridge hydrothermal fluxes and the chemical composition of the ocean. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 24: 191—224
- Fan L N, 1967. Turbulent buoyant jets into stratified or flowing ambient fluids. Technical Report No. KH-R-15. Pasadena, CA: California Institute of Technology
- Fischer H B, List E J, Koh R C Y *et al.*, 1979. *Mixing in Inland and Coastal Waters*. New York: Academic Press, 229—242
- Jiang H S, Breier J A, 2014. Physical controls on mixing and transport within rising submarine hydrothermal plumes: a numerical simulation study. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 92: 41—55
- Kaminski E, Tait S, Carazzo G, 2005. Turbulent entrainment in jets with arbitrary buoyancy. *Journal of Fluid Mechanics*, 526: 361—376

- Kolmogorov, A. 1991. Dissipation of Energy in the Locally Isotropic Turbulence. *Proceedings: Mathematical and Physical Sciences*, 434(1890), 15—17
- Markides C N, Mastorakos E, 2008. Measurements of the statistical distribution of the scalar dissipation rate in turbulent axisymmetric plumes. *Flow, Turbulence and Combustion*, 81(1-2): 221—234
- Matulka A, López P, Redondo J M *et al*, 2014. On the entrainment coefficient in a forced plume: quantitative effects of source parameters. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 21(1): 269—278
- Morton B R, Taylor G, Turner J S, 1956. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 234(1196): 1—23
- Neri A, Dobran F, 1994. Influence of eruption parameters on the thermofluid dynamics of collapsing volcanic columns. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 99(B6): 11833—11857
- Papanicolaou P N, List E J, 1988. Investigations of round vertical turbulent buoyant jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 195: 341—391
- Reysenbach A L, Cady S L, 2001. Microbiology of ancient and modern hydrothermal systems. *Trends in Microbiology*, 9(2): 79—86
- Rudnicki M D, Elderfield H, 1992. Theory applied to the Mid-Atlantic Ridge hydrothermal plumes: the finite-difference approach. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 50(1-2): 161—172
- Schmidt W. 1941. Turbulent propagation of a stream of heated air. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 21: 265—278.
- Speer K G, Rona P A, 1989. A model of an Atlantic and Pacific hydrothermal plume. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 94(C5): 6213—6220
- Speer, K.G, 1997. Thermocline penetration by buoyant plumes. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 355(1723):443—458
- Suzuki Y J, Koyaguchi T, Ogawa M *et al*, 2005. A numerical study of turbulent mixing in eruption clouds using a three-dimensional fluid dynamics model. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 110(B8): B08201
- Tarasov V G, Gebruk A V, Mironov A N *et al*, 2005. Deep-sea and shallow-water hydrothermal vent communities: two different phenomena? *Chemical Geology*, 224(1-3): 5—39
- Turner J S, 1986. Turbulent entrainment: the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 173: 431—471
- Valentine G A, Wohletz K H, 1989. Numerical models of Plinian eruption columns and pyroclastic flows. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 94(B2): 1867—1887
- 冯 军, 李江海, 牛向龙, 2005. 现代海底热液微生物群落及其地质意义. *地球科学进展*, 20(7): 732—739
- 栾锡武, 秦蕴珊, 2002. 现代海底热液活动的调查研究方法. *地球物理学进展*, 17(4): 592—597
- 孙 枢, 1995. 大洋钻探与中国地球科学. *地球科学进展*, 10(3): 213—214
- 杨小龙, 2008. 热力羽流的大涡模拟. *湖南大学学报(自然科学版)*, 35(7): 36—40
- 杨作升, 范德江, 李云海等, 2006. 热液羽状流研究进展. *地球科学进展*, 21(10): 999—1007
- 翟世奎, 李怀明, 于增慧等, 2007. 现代海底热液活动调查研究技术进展. *地球科学进展*, 22(8): 769—776
- 张 巍, 赵 亮, 贺治国等, 2016. 线性层结盐水中的羽流运动特性. *水科学进展*, 27(4): 602—608

LABORATORY SIMULATION OF HYDROTHERMAL PLUMES EVOLUTION IN THE STRATIFIED BACKGROUND

QU Ling, GUO Shuang-Xi, LU Yuan-Zheng, CEN Xian-Rong, ZHOU Sheng-Qi

(State Key Laboratory of Tropical Oceanography, South China Sea Institute of Oceanology Chinese Academy of Sciences,
Guangzhou 510301, China)

Abstract In the mid-ocean ridge, there are usually a large number of submarine chimneys, riching in a variety of minerals hydrothermal plume, to provide heat and minerals for the ocean. In order to study the dynamic characteristics of these hydrothermal plumes and their interaction with the surrounding seawater, we report the results of an experimental study of the plume generated from a small heat source under a stable stratified environment in the laboratory. To carry out the experiment, a small heating resistance supply heat flux to the fluid continuously. Particle image velocimetry is used for the velocity field measurement, while thermal probes measure the temperatures at local positions. The instantaneous velocity fields support credible information to identify the characters of plume and the interaction with the stratified environment. The stratification prevents vertical rising and lateral extension of plume. In the existence of plume, the surrounding flow shows oscillating feature, which has a comparable frequency (0.10—0.35rad/s) with the background buoyancy frequency (0.20—0.30rad/s). Based on the results of entrainment coefficient α , it is found that the intension of mixing between plume and pure water, and recognize that the intense mixing is vigorous around the heat source and the plume's head. The mixing between the plume and the pure water mainly takes places below the neutral buoyancy layer. The mixing strength is characerized by the entrainment coefficient α . α varies from -0.30 to 0.13 , and decreases with the increasing height. In order to study the budget of turbulent kinetic energy, the turbulent dissipation rate ϵ of the plume is calculated. It is found that the the plume stem has the largest dissipation rate in the vertical direction. It presents Gaussian distribution with peak at the central area in the horizontal direction.

Key words hydrothermal plumes; velocity field; oscillation of temperature; dissipation rate; entrainment rate