深海热液羽流动力学特性的数值模拟研究: 以卡尔斯伯格脊大禧热液区为例

楼映中¹, 韩喜球^{1,2*}, 贺治国^{1,3*}, 王叶剑², 邱中炎²

1. 浙江大学海洋学院, 舟山 316012;

2. 国家海洋局海底科学重点实验室, 自然资源部第二海洋研究所, 杭州 310012;

3. 卫星海洋环境动力学国家重点实验室, 杭州 310012

* E-mail: xqhan@sio.org.cn; hezhiguo@zju.edu.cn

收稿日期: 2019-03-22; 接受日期: 2019-08-28; 网络版发表日期: 2019-12-04

国家自然科学基金(批准号: 11672267)、中国大洋矿产资源与研究开发协会“十三五”课题(编号: DY135-S2-1-07)和中央高校基本科研业务费校长专项(编号: 2017XZZX001-02A)资助

摘要 建立了基于雷诺平均方法的计算流体动力学模型以模拟深海层化环境下高温热液羽流的上升、扩散和湍流混合过程, 并应用于研究西北印度洋卡尔斯伯格脊大禧热液区羽流的特性. 根据现场测量数据, 分析了模型的参数敏感性, 重点讨论了喷口流量、环境浮力频率等因素对羽流运动过程的影响. 计算得到了层化海洋环境中热液羽流的三层流场结构形态以及最大上升高度、中性浮力高度等关键环境参数. 结果表明, 经典卷吸假设仅适用于0.6倍最大上升高度以下的羽干区域, 而中性层水平输运和羽帽区循环等作用使得羽流上部具有复杂的结构; 湍流动能和湍流耗散率均在热液口附近达到最大值, 而湍流黏度的最大值却出现在羽帽区, 说明羽帽区存在强烈的湍流混合. 通过所建立的模型对大禧热液区所探测到的热液羽状流进行了定量模拟, 其结果得到了现场观测数据的验证, 并估计了高温热液喷口的热通量约为39.38 MW. 研究结果对海底热液喷口的示踪、海洋物质能量循环过程研究和海底多金属硫化物资源勘查与环境评价具有支撑价值.

关键词 深海热液羽流, 层化, 湍流混合, 卷吸系数, 计算流体力学, 大禧热液区, 印度洋

1 引言

海底热液与底层海水混合形成的热液羽流在全球物质循环和热能输运过程中起着重要的作用^[1~3]. 从海底热液喷口上升的高温热液羽流携带的大量含金属颗粒物与周围水体迅速混合, 可在一定时空范围内影响海水的温盐结构与化学组成^[4~6]. 因此, 研究热液羽流

动力学, 考察热液羽流与海洋环境水体间的相互作用有助于理解全球海洋物质能量循环过程^[7,8]. 同时, 根据热液羽状流的分布特征也可示踪海底热液喷口的位置, 对海底多金属硫化物资源勘查具有重要指导意义.

Morton等人^[9]较早地提出了描述浮力羽流输运与混合过程的一维稳态解, 即Morton-Taylor-Turner (MTT)模型. 该模型基于卷吸假设建立了羽流过程的

引用格式: 楼映中, 韩喜球, 贺治国, 等. 深海热液羽流动力学特性的数值模拟研究: 以卡尔斯伯格脊大禧热液区为例. 中国科学: 技术科学, 2020, 50: 194–208
Lou Y Z, Han X Q, He Z G, et al. Numerical modeling of hydrodynamic processes of deep-sea hydrothermal plumes: A case study on Daxi hydrothermal field, Carlsberg Ridge (in Chinese). Sci Sin Tech, 2020, 50: 194–208, doi: 10.1360/SST-2019-0111

控制方程并通过数值积分方法获得了浮力羽流的最大上升高度等关键尺度, 其预测同时得到了现场观测和实验结果的验证^[10-13]. MTT模型被进一步推广至具有显著初始动量的受迫羽流情形^[14], 极大地扩展了浮力羽流积分模型的适用范围.

物理模型实验同样广泛应用于浮力羽流动力学研究. Contini等人^[15]利用水箱模型研究了存在背景流场时浮力羽流的卷吸行为, 其观察到羽流最大上升高度附近的振荡比理论模型的预测表现出了更为强烈的衰减. Zhang等人^[13,16]应用粒子图像测速法(particle image velocimetry, PIV)考察了线性层结盐水中浮力羽流的发展过程及流场结构. 结果表明羽流达到最大穿透距离后将发生回弹, 后在中性浮力层附近低频振荡并向四周扩散. 屈玲等人^[17]模拟了水槽中点热源驱动的热羽流过程, 并联合PIV和热敏探头考察了其运动特征. 实验所得热液羽流卷吸系数的沿程变化范围可达-0.30~0.13, 整体变化趋势表现为随高度的增加先增加再减小.

数值模拟为复杂条件下的浮力羽流精细动力学结构研究提供了有效的手段. Lavelle^[18]通过数值模型研究了线源热液口在存在背景流时的发展过程和温盐异常分布, 表明经典的卷吸假设至少不适用于羽帽区. Tao等人^[19]讨论了浮力羽流中性浮力层高度与背景横向流速的关系, 指出了湍流输运与中性层振荡衰减之间的正相关. Jiang和Breier^[20]在热液区实测数据的基础上建立了数值模型, 讨论了热液羽流对喷口参数的敏感性及其经典卷吸假设仅适用于中下部羽干区的局限性. 易卫龙等人^[21]对温度层化环境中热液羽流的物质输运过程进行了数值模拟, 重现了热液羽流上升以及中性层水平输运过程中的流动特性并讨论了喷口参数的影响.

总体而言, 热液羽流相关研究目前已有较丰富的积累, 但对于卷吸行为等运动过程中的细节尚未有完全的定论. 本文结合西北印度洋慢速扩张卡尔斯伯格脊大槽热液区(6°48'N)热液羽流实测数据, 对深海热液羽流在层化环境中的发展过程进行了模拟及参数敏感性分析. 基于Jiang和Breier^[20]所设计的深海热液羽流的计算流体力学方法, 通过数值模拟重现深海热液羽流过程, 分析羽流流场结构和形态特性, 解析羽流运动中的湍流、卷吸过程, 探明最大上升高度、湍流特征量和卷吸系数等参数的变化规律.

2 羽流运动控制方程

深海热液羽流过程主要受浮力驱动且多处于湍流状态, 故其运动可用经雷诺时间平均后的流体动力学连续性方程(1)、运动方程(2)与能量方程(3)来描述:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\rho \overline{u'_i u'_j} \right) + \rho g_i, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[u_j (\rho E + p) \right] \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[u_i \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

式中 t 为时间, x_i 为空间直角坐标系坐标, ρ 为流体密度, u_i 为平均速度, p 为压强, $\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right)$ 为应变率张量, μ 为分子黏度, u'_i 为脉动速度, g_i 为体积力, E 为单位质量流体的总能量, κ_{eff} 为有效热导率, T 为热力学温度, μ_{eff} 为有效黏度(分子黏度与湍流黏度之和), δ_{ij} 为克罗内克符号(Kronecker delta).

采用可较好预测圆形喷射扩散流动的双方程Realizable k - ϵ 模型^[22]来描述羽流的湍流运动. 式(2)中的雷诺应力项 $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ 采用式(4)进行计算:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right), \quad (4)$$

式中 $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$ 为湍流涡黏度, k 为湍流动能, ϵ 为湍流耗散率, $C_\mu = \left(A_0 + A_S \frac{k U^*}{\epsilon} \right)^{-1}$, 其中

$$U^* = \sqrt{S_{ij} S_{ij} + \Omega_{ij} \Omega_{ij}}, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right),$$

$$A_0 = 4.04, \quad A_S = \sqrt{6} \cos(\phi), \quad \phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6} \omega),$$

$$\omega = \frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{(S/\sqrt{2})^3}, \quad S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

Realizable k - ϵ 模型中, 湍流动能和耗散率分别采用如式(5)和(6)所示的输运方程进行求解:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varepsilon u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b, \quad (6)$$

式中 $G_k = -\overline{\rho u_i u_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} = \mu_t S^2$, $G_b = \gamma g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i}$ 分别表征平均速度梯度和浮力的作用, $Pr_t=0.85$ 为湍流能量普朗特数, $\gamma = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$ 表征热膨胀系数, $\sigma_k=1.0$ 为湍流动能普朗特数, $\sigma_\varepsilon=1.2$ 为湍流耗散率普朗特数, $C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right]$, $\eta = S \frac{k}{\varepsilon}$, $C_2 = 1.9$, ν 为流体运动黏度, $C_{1\varepsilon}=1.44$, $C_{3\varepsilon} = \tanh |w/v|$ 为浮力作用系数, 其中 w 和 v 分别为垂向(与柱坐标 Z 轴方向一致)和径向(与柱坐标 R 轴方向一致)的速度分量. 此外, 该模型中的有效热导率估计为

$$\kappa_{\text{eff}} = \kappa + \frac{C_p \mu_t}{Pr_t}, \quad (7)$$

式中 κ 为海水热导率, C_p 为海水比热容.

3 模型参数与计算条件

3.1 大禧热液区概况

大禧热液区($6^\circ 48'N$, $60^\circ 10'E$)位于印度洋卡尔斯伯格脊一处非转换不连续带上的新生火山上(图1(a)), 水深3500 m左右, 于2015年由中国大洋33航次第一航段首次发现^[23], 2017年中国大洋38航次第一航段利用蛟龙号载人深潜器进行了深潜观察^[24]. 热液区内活动硫化物烟囱群密集分布, 烟囱体高度最大可达20余米, 而喷口直径一般为数厘米. 在热液区及其周边可检测到显著的温度、浊度等热液异常, 且多出现在2850~3400 m的深度范围内^[25]. 图1(b)为33I-(CR)-TVG18站位在热液区进行电视抓斗抓取硫化物样品离底时, 挂在离抓斗200 m高度的浊度和温度传感器所记录到的热液异常. 由图可见, 该取样站位附近3070~3270 m水深范围(离底约400~220 m)内探测到较显著的热液异常, 最大温度异常分别位于水深3170 m(离底300 m)和3250 m(离底220 m), 温度异常的幅值分别为0.015°C和0.020°C, 对应的最大浊度异常幅度分别为0.35和0.25 FTU (Formazin Turbidity Unit). 该异常指示了附近至少存在由两个热液喷口群, 形成了两个相对独立的不同高度的热液羽流, 其中性浮力层高度分别约为320和230 m.

图 1 大禧热液区海底地形图(a)和典型热液羽状流实测结果(b). 所使用的温度传感器为Seabird CTD 19 plus, 温度精度 0.0002°C; 浊度传感器为SeaPoint Turbidity Meter, 精度 2 mV/FTU @1x gain. 传感器均悬挂在离电视抓斗200 m的高度

Figure 1 Bathymetry map of the survey area over Carlsberg Ridge and location of the Daxi hydrothermal field (DHF) (a) and measured results in DHF (b) detected by a temperature sensor (Seabird CTD 19 plus) and a turbidity sensor (SeaPoint Turbidity Meter) that were attached on cable 200 m above the TV-guided Grab.

3.2 模型计算参数

根据大槽热液区典型热液羽状流实测结果设置基准工况, 并采用基于有限体积法的计算流体力学软件 ANSYS Fluent 模拟热液羽流上升与发展的过程. 需要指出的是, 实际热液区中多个相邻喷口产生的热液之间会发生复杂的相互作用并显著影响羽流发展过程及中性浮力层高度等特征参数^[26,27]. 因此, 为实现对热液喷口群形成的羽流的有效估计, 不少研究者采用了等效喷口的简化方案^[20,28-30], 即将活动烟囱群中邻近的多个热液喷口根据流量等效, 简化为一个理想圆形热液口进行建模, 以兼顾计算效率与精度. 据此, 本文考虑了一个关于热液喷口中心成轴对称的计算域, 其径向半径(R 轴)为1000 m, 轴向高度(Z 轴)为600 m. 同时, 设置等效热液口的半径为0.1 m, 距海底的高度(H_0)为10 m.

参考相关研究^[31,32], 取热液喷口半径的1/10(即0.01 m)作为最小网格尺寸. 在此基础上, 控制相邻网格尺度差异不大于2%, 可将整个计算域划分为约70000个三角形计算单元, 如图2所示.

为保证对羽冠区精细流动结构的有效捕捉, 共设计了五种不同尺度的网格进行网格独立性检验, 主要网格参数及对同一工况的模拟结果如表1和图3所示. 由图表可知, 分辨率较高的1~3号网格计算所得的热液羽流最大上升高度 $Z_{\max}$ 和中性浮力层高度 Z_{neutral} 一致性良好(相对差异不大于1%), 较粗的4号网格的计算值较前三者有一定差异, 而网格更粗的5号网格的预测值则具有显著偏离. 这一结果表明所建立的网格可以有效地捕捉热液羽流的流场特征.

在热液喷口处, 用恒定的出流速度(u_{exit})和温度(T_{exit})定义速度入口边界(velocity-inlet). 在计算域的底

图2 热液羽流计算域及网格剖分. (a) 全计算域; (b) 近喷口区域

Figure 2 Grid of the CFD model for simulating the hydrothermal plume. (a) The whole computational domain; (b) the near vent region.

图3 不同网格条件下的热液羽流特征参数

Figure 3 Summary of plume characteristics for all the test cases.

表1 网格独立性检验主要网格参数及结果, 其中3号网格即本文所用网格. 检验工况均为表2所述工况1

Table 1 Summary of the test of grid independence, where the third mesh is that the present study employed. The boundary conditions used for the test are identical with that of the case 1 shown in Table 2

网格序号	相邻网格尺寸比	计算单元数量级	羽流最大上升高度	羽流中性浮力层高度与最大上升高度之比
1	1.0%	220000	414.30	0.744
2	1.5%	110000	411.36	0.738
3	2.0%	70000	413.33	0.737
4	5.0%	15000	422.54	0.727
5	7.0%	9000	449.68	0.692

部, 定义具有恒定温度(T_{bottom})的无滑移固壁边界(wall). 在计算域的顶部, 定义具有恒定温度返流(T_{top})的压力出口边界(pressure-outlet). 此外, 热液喷口中心轴定义为轴边界(axis), 与之相对的垂直边界定义为对称边界(symmetry).

就典型热液羽流过程的温盐环境和空间尺度而言, 流体物性可视为主要受温度控制^[20]. 因此, 本模拟中取密度、比热容、热导率、分子黏度等物性参数为固定盐度(34.75)和压强(30 MPa)下的温度的函数. 根据Sun等人^[33]以及Jiang和Breier^[20]所提供的方案对上述物性参数进行估计, 可得密度与比热容随温度的变化如图4所示.

为模拟印度洋实际环境中的密度层化特征, 设置模型背景场温度沿垂向高度呈线性变化. 此时有浮力频率

$$N = \sqrt{-\frac{g}{\rho(T_{\text{bottom}})} \frac{\partial \rho(z)}{\partial z}} \quad (8)$$

近似恒定, 其中 $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ 为重力加速度, z 为垂向坐标. 基准工况中的环境水体密度及其梯度的分布如图5所示.

为考察热液羽流喷发、上升、发展至准稳态的过程, 各工况的模拟时间均取为 $3t^*$, 其中 $t^* = 2\pi/N$ 为浮力周期. 同时, 选择0.5 s的时间步长以使单时间步内的计算可在30次迭代内达到收敛(即连续两次迭代中各物理量的总残差均小于 10^{-3} , 且能量的总残差小于 10^{-6}). 此外, 由于所模拟的物理时间相对地球的自转周期较短, 故忽略科里奥利力的作用.

图4 (网络版彩图)数值模型所使用的流体密度与比热容随温度的变化

Figure 4 (Color online) Variation of fluid density and specific heat along with the change of temperature.

图5 (网络版彩图)环境水体密度及其梯度的垂向剖面(基准工况)

Figure 5 (Color online) Vertical profiles of the background density and its gradient (case 1).

为减小数值耗散, 保证数值模型结果的合理性, 计算中对动量、湍流动能、湍流耗散率、能量方程均采用三阶MUSCL (third-order monotone upstream-centered schemes for conservation laws, Third-Order MUSCL)格式离散, 压力方程选用PRESTO! (PREssure STaggering Option)方法离散^[34], 梯度算法采用基于节点的格林高斯方法(Green-Gauss node based), 压力速度耦合方案采用PISO (pressure-implicit with splitting of operators)方案, 时间离散(temporal discretization)选用二阶隐式(second-order implicit)格式.

3.3 数值模拟工况

为讨论热液羽流过程对喷口及环境参数的敏感性, 除根据大热液区实测数据设置的基准工况(工况1)外, 分别以环境浮力频率 N 和热液喷口浮力通量 B_{exit} 作为变量各设置两组工况(工况2~3、工况4~5)进行参数敏感性研究. B_{exit} 定义为

$$B_{\text{exit}} = g \frac{\rho(T_{\text{bottom}}) - \rho(T_{\text{exit}})}{\rho(T_{\text{bottom}})} Q_{\text{exit}}, \quad (9)$$

其中 Q_{exit} 为喷口体积流量, 各工况的主要参数见表2, 热液出流温度 T_{exit} 均取为300°C.

4 结果与讨论

4.1 羽流准稳态流场结构

基准工况下, 热液羽流流场的准稳态结构如图6所示, 其中采用了等长的矢量表征速度场并以不同颜色表示速度大小. 同时, 羽流垂向流速的径向分布如图7所示, 其中羽流水平尺度定义为垂向速度为该高度中轴线值 $1/e$ 的点离轴的距离. 由图可知, 热液羽流自喷出后不断卷吸环境水体, 形成圆锥状的羽干核心区. 达到最大高度后, 羽流回落并在中性浮力层附近水平扩散, 同时伴有垂向的低频振荡. 据此, 羽流流场结构可沿羽流轴线定性地划分为三层结构.

图6 准稳态热液羽流流场结构(工况1)

Figure 6 Plume flow velocity vector field at quasi-steady state (case 1).

图7 准稳态热液羽流垂向速度分布与水平尺度(工况1)

Figure 7 Profile of plume vertical velocity and horizontal scale at quasi-steady state (case 1).

(i) 自相似核心羽干区: 约 $0.6Z_{\text{max}}$ 以下, 羽干边缘总体平直, 羽流水平尺度增长速率基本恒定, 卷吸作用相对均匀. 同时, 羽干区内垂向速度沿径向呈高斯型分布, 且不同高度的分布之间具有良好的相似性.

(ii) 中性浮力层区: 约 $0.6Z_{\text{max}}$ 以上至中性浮力层(约 $0.75Z_{\text{max}}$)上部, 流场主要受中性浮力层水平输运的影响, 并有其上下边界上两支向中性层内部的卷吸流动. 同时可以观察到由流体剪切运动产生的复杂涡流结构.

(iii) 羽帽区: 中性浮力层以上至最大上升高度, 流

表2 数值模拟工况主要参数

Table 2 Summary of the main parameters for the simulation

工况	T_{bottom} (°C)	T_{top} (°C)	N ($\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$)	B_{exit} (m^4/s^3)	Q_{exit} (m^3/s)	u_{exit} (m/s)
1	1.51	1.66	4.632	0.0805	0.0314	1.0
2	1.51	2.00	8.472	0.0805	0.0314	1.0
3	1.51	2.50	12.19	0.0805	0.0314	1.0
4	1.51	1.66	4.632	0.0402	0.0157	0.5
5	1.51	1.66	4.632	0.1609	0.0628	2.0

动包括羽流体内部的惯性上升, 羽帽区的回弹和回流, 以及由于中性浮力层的水平输运引起的上部卷吸。同时, 在羽帽区的边界处可以观察到向羽流体内部的流动趋势, 表明此处存在一定程度的卷吸作用。

以热液羽流中轴线($R=0$ m, 如图6中Line 1所示)和典型水平输运区域($R=100$ m, 如图6中Line 2所示)为代表进一步考察热液羽流流场的垂向分布特征。热液羽流中轴线上的垂向速度 u_w 及温度的分布如图8所示。由图可知, 热液流体自喷口喷出进入环境水体后, 将由于高温而经历一个短暂的浮力加速阶段。后热液流体温度持续衰减, 当其冷却至与环境水体接近时, 羽流因持续卷吸周围水体而进入减速阶段, 直至垂向动量完全消耗。特别地, 将中轴线上的垂向速度首次减为零的高度定义为热液羽流的最大上升高度 $Z_{\max}$ 。另一方面, 热液羽流中轴线上的温度随高度上升迅速衰减, 至喷口以上20 m处已冷却至约 6°C 。若取中轴线温度首次与背景水体一致的高度为其中性浮力层高度 Z_{neutral} , 可知其附近的温度变化较为复杂, 具体表现为存在一段温度略低于背景水体的区域。这一现象可能与中性

层下部的卷吸使下层冷水进入羽流体内有关。

热液羽流典型水平输运区域中的水平速度 u_h 及温度的垂向分布如图9所示。由图可知, 在距热液喷口较远的水体中, 主要的特征流动是中性浮力层附近的水平输运。同时, 由于热液羽流水平扩散过程中存在低频振荡, 垂向剖面上水平流速最大值出现的高度将因距喷口的相对位置而在中性浮力层高度附近变化。此外, 如图9(b)所示, 基准工况下的热液羽流最大温度异常出现在水深约3169 m处。该结果与观测结果(图1(b))相吻合, 进一步佐证了本文所提出的数值模型对西北印度洋热液区羽流动力学过程所进行的模拟的合理性。另一方面, 可以注意到模型计算所得的温度异常幅度略低于观测值。结合观测剖面所示的温度异常信号特征, 此种差异可能与当地多个规模相近的热液羽流间的相互作用使得中性浮力层附近水平侵入流的垂向厚度大幅增加有关。

4.2 羽流最大上升高度

数值模型所得的羽流最大上升高度、中性浮力层

图8 (网络版彩图)准稳态热液羽流中轴线处垂向速度(工况1, 4, 5)(a)和温度(工况1, 2, 3)(b)的垂向分布。其中点划线表示羽流最大上升高度或中性浮力层高度

Figure 8 (Color online) Vertical profiles of vertical velocity (cases 1, 4, 5) (a) and temperature (cases 1, 2, 3) (b) along the plume centerline at quasi-steady state, where the dot-dashed lines represent maximum plume rise heights and neutrally buoyant layers.

图9 (网络版彩图)准稳态热液羽流典型水平输运区域中水平速度(工况1, 4, 5)垂向分布(a)及温度(工况1)随水深(深度原点与图1中一致)(b)的变化. 其中点划线表示羽流中性浮力层高度

Figure 9 (Color online) Vertical profiles of horizontal velocity (cases 1, 4, 5) (a) and temperature (case 1) (b) in a typical horizontal transport region, where the dot-dashed lines represent the height of neutrally buoyant layers. The origin of depth is consistent with that of Figure 1.

高度等特征参数如表3所示. 结果表明, 根据大槽热液区实测资料建立的基准工况(工况1)所得的中性层高度与实测值(320 m)间的相对误差为4.8%. 据此, 有理由认为数值模式有效地重现了大槽热液区热液羽流的宏观动力学过程. 同时, 各工况中性浮力层高度与最大上升高度的比值的平均值为0.738, 与理论值0.761接近^[9], 验证了数值模型与经典理论之间良好的一致性.

根据初始浮力通量 B_{exit} 和环境浮力频率 N , 结合MTT模型推论^[9]可得热液羽流最大上升高度公式 $Z_{\text{max}} = 2.45B_{\text{exit}}^{1/4}N^{-3/4}$ 与中性浮力层高度公式 $Z_{\text{neutral}} = 1.81B_{\text{exit}}^{1/4}N^{-3/4}$, 如图10(a)所示. 另一方面, 考虑高温情形下对浮力通量进行的修正. 根据Turner和Campbell^[35], 引入渐进浮力通量 $B_{\text{asympt}} = g\beta_{\text{bottom}}(T_{\text{exit}} - T_{\text{bottom}})Q_{\text{exit}}$, 其中 $\beta_{\text{bottom}} = 8.70 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ 为热膨胀系数. 进行类似拟合, 可得 $Z_{\text{max}} = 4.37B_{\text{asympt}}^{1/4}N^{-3/4}$ 及 $Z_{\text{neutral}} = 3.22B_{\text{asympt}}^{1/4}N^{-3/4}$, 如图10(b)所示. 由图可知, 模拟所得的热液羽流最大上升高度和中性浮力层高度与浮力羽流特征参数间具有良好的线性关系, 验证了模拟结果与理论预测的一致性.

4.3 羽流湍流特征参数

由于数值模型采用了双方程 $k-\varepsilon$ 模型对湍流过程进行时均化, 其引入的湍流特征参数: 湍流动能、湍流耗散率以及湍流黏度可用于反映羽流湍流属性. 各工况的主要湍流特征参数列于表3.

模型计算所得的准稳态羽流湍流动能(turbulent kinetic energy, k)分布如图11所示, 其表征了脉动速度的强度. 由图可知, 湍流动能的空间分布特点为: 最大值 k_{max} 为在近喷口羽干处取到的0.1813 J/kg, 同时由中轴向外部表现出迅速的径向衰减, 在羽流体内取值的跨度涵盖约3个数量级.

湍流耗散率(turbulence dissipation rate, ε)表征了黏性作用下湍流动能转化为热能耗散的速率. 图12为羽流达到准稳态时其值的分布, 可知湍流耗散率的空间分布与湍流强度场具有相似的结构, 最大值 ε_{max} 同样在羽干处(0.6377 W/kg), 并在羽流体内存在约6个数量级的径向衰减.

湍流黏度(turbulent viscosity, μ_t)表征湍流混合作用的强度. 准稳态羽流湍流黏度的分布如图13所示. 从

表 3 热液羽流特征参数表

Table 3 Summary of the results from the numerical simulations

工况	$B_{\text{asympt}} \text{ (m}^4/\text{s}^3\text{)}$	$Z_{\text{neutral}} \text{ (m)}$	$Z_{\text{max}} \text{ (m)}$	Ri	$H \text{ (MW)}$	$k_{\text{max}} \text{ (J/kg)}$	$\varepsilon_{\text{max}} \text{ (W/kg)}$	$\mu_{t,\text{max}} \text{ (Pa s)}$
1	0.0080	304.50	413.33	0.212	39.38	0.1813	0.6377	270.879
2	0.0080	193.39	261.86	0.212	39.38	0.1814	0.6386	222.275
3	0.0080	148.15	200.04	0.212	39.38	0.1813	0.6381	182.171
4	0.0040	257.15	348.80	0.425	19.69	0.1202	0.3905	194.309
5	0.0160	362.62	492.54	0.106	78.77	0.2910	4.4756	380.453

图 10 (网络版彩图)热液羽流最大上升高度与中性浮力层高度回归结果. (a) 根据喷口浮力通量; (b) 根据渐进浮力通量

Figure 10 (Color online) Scaling of maximum plume rise height and neutrally buoyant plume height. (a) With vent exit buoyancy flux and buoyancy frequency; (b) with asymptotic buoyancy flux and buoyancy frequency.

中可知, 湍流黏度的空间分布与前两者有显著的不同, 最大值 $\mu_{t,\text{max}}$ 为在羽帽区取到的270.88 Pa s. 也就是说, 湍流黏度不再具有“近喷口羽干区最大, 沿径向剧烈衰减”的一般结构, 而是具有从羽帽区中心和羽流中心轴向外部衰减的特点. 这表明羽帽区内也存在较强的湍流混合, 并可能伴有不可忽略的卷吸.

4.4 羽流卷吸过程

热液羽流在上升过程中对环境水体的卷吸作用是其重要的动力特征. 对羽流卷吸作用强度的估计广泛应用于羽流理论模型验证, 同时在深海热液羽流调查中具有应用价值.

图 11 准稳态热液羽流湍流动能分布图(工况1)

Figure 11 Contours of turbulent kinetic energy at quasi-steady state (case 1).

图 13 准稳态热液羽流湍流黏度分布图(工况1)

Figure 13 Contours of turbulent viscosity at quasi-steady state (case 1).

图 12 准稳态热液羽流湍流耗散率分布图(工况1)

Figure 12 Contours of turbulence dissipation rate at quasi-steady state (case 1).

浮力羽流卷吸过程可通过卷吸系数量化, 其具体取值与采取的羽流径向分布假设有关^[36]. 为保持一致性, 本文涉及的所有卷吸系数均将被转化到等效的高帽分布(“top-hat” profiles)假设下并记作 α_e . 根据MTT模型, 其值可通过式(10)进行估计^[9,36].

$$\alpha_e = \frac{dM}{dz} \frac{1}{2\pi\rho_0(z)\bar{u}_z\bar{b}}, \quad (10)$$

式中 $\bar{u}_z(z)$ 为羽流平均垂向流速, $M(z) =$

$2\pi\int_0^\infty \rho(r,z)u_z(r,z)rdr$ 为羽流垂向质量通量, $\rho_0(z)$ 为背景水体密度, $\bar{b}(z)$ 为羽流水平尺度^[36]. 各工况中卷吸系数的沿程变化经低通滤波后如图14所示. 由图可知, 不同羽流过程的卷吸系数剖面具有一致的变化趋势: 卷吸系数在 $0.05Z_{\max}$ 以下表现为逐渐增加至稳定值(约 0.1); 在 $0.05Z_{\max} \sim 0.6Z_{\max}$ 的范围内, 卷吸系数整体稳定在 0.1 附近; 在 $0.6Z_{\max}$ 以上, 由于水平输运与扩散, 卷吸系数迅速减小, 并于约 $0.72Z_{\max}$ 处减小至零. 特别地, 可计算得自相似核心羽干区 ($<0.5Z_{\max}$) 卷吸系数的均值约为 0.104. 同时, 根据 MTT 模型, 有 $Z_{\max} \propto \alpha_e^{-1/2}$. 结合上述平均卷吸系数与相关实验的结果^[35,37], 可估计各工况的最大上升高度系数应稍大于 4.25, 这与第 4.2 节中的拟合结果相符.

事实上, 现有的现场观测、实验室实验与数值模型所报道的浮力羽流卷吸系数间的差异是显著的, 纯羽流卷吸系数的取值范围至少包含 0.10~0.16^[38-41], 如果考虑羽流轴的弯曲则可达 0.25^[42]. 这种可变性目前尚缺乏系统的解释, 一般认为主要的原因可能包括不同的初始动力条件, 喷口几何形状, 以及不同的观测方法等^[39]. 其中, 羽流初始动量与浮力通量的相对关系将决定流动形态, 并影响卷吸作用的强度^[43-45].

因此, 为进一步验证数值模式对卷吸过程预测的合理性, 引入理查德森数 $Ri = QB_{\text{asympt}}^{1/2}/P^{5/4}$ 考察羽流

图 14 (网络版彩图)准稳态热液羽流卷吸系数垂向剖面. 虚线表示自相似核心干区卷吸系数均值

Figure 14 (Color online) Vertical profile of entrainment coefficient at quasi-steady state, where the dashed line indicates the mean value of the entrainment coefficient in the plume stem.

的流动形态, 其中 $P(z)$ 为羽流垂向动量. 由各工况的喷口理查德森数(列于表3)可知, 各工况的初始流态均应归类为受迫羽流(forced plumes)^[45]. 各工况中理查德森数的沿程变化及由其根据半经验式^[44-46]

$$\alpha_{ri} = \alpha_j - (\alpha_j - \alpha_p) \left(\frac{Ri}{Ri_p} \right)^2 \quad (11)$$

估计的卷吸系数 α_{ri} 剖面如图15所示, 其中 $\alpha_j = 0.0742$ 与 $\alpha_p = 0.1178$ 分别为具有高帽分布的纯射流(pure jets)和纯羽流(pure plumes)的卷吸系数^[45], $Ri_p = 0.584$ 为纯羽流理查德森数^[45]. 由图可知, 两种方法所得的结果在中性浮力层以下具有一致的趋势和可接受的相对差异, 即数值模型有效地重现了热液羽流的卷吸过程.

4.5 羽流质量通量与热通量

根据数值模式结果可以估计热液羽流的垂向质量通量 $M(z)$ 如图16所示. 由图可知, 各工况中羽流垂向质量通量均在约 $0.75Z_{\max}$ 处取到最大值. 在 $0.75Z_{\max}$ 以下的干干区, 垂向质量通量随高度增加持续增长, 同时增长率表现为先增加后减小. 而在 $0.75Z_{\max}$ 以上的中性浮力层区和羽冠区, 由于水平输运、扩散和回弹作用, 垂向质量通量随高度逐渐减小, 至最大上升高度处基

图 15 (网络版彩图)热液羽流沿程理查德森数(a)及相应半经验卷吸率系数(b)垂向剖面

Figure 15 (Color online) Vertical profiles of the local Richardson number (a) and the corresponding semi-empirical entrainment coefficient (b).

图 16 (网络版彩图)准稳态热液羽流垂向质量通量剖面
Figure 16 (Color online) Vertical profile of plume vertically transported water mass flux at quasi-steady state.

本减为零.

对于稳定喷发的热液羽状流, 其向周围海水所传导的热通量可由式(12)进行估计^[47].

$$H = \rho C_p (T_{\text{exit}} - T_{\text{bottom}}) Q_{\text{exit}}, \quad (12)$$

式中 C_p 为流体比热容. 据此估计的大槽热液区高温热液喷口向环境直接输入的热通量为39.38 MW, 而其他工况条件下的热通量在19.69~78.77 MW之间变化(表3). 与前人对其他热液区高温热通量的估计值进行对比发现, 大槽热液区热通量的最佳估计值较中-快速扩张的胡安·德富卡脊中的North Cleft (161~319 MW)^[48]和Middle Valley (130 MW)^[49]热液区低, 而与慢速扩张的大西洋中脊中的Lucky Strike (8~66 MW)^[50,51]热液区的高温热通量相当. 这一事实佐证了慢速扩张洋脊热液系统的热通量较中-快速扩张洋脊的热通量低.

5 结论

本文基于计算流体力学理论建立了深海热液浮力羽流的数值模型并将之应用于研究印度洋卡尔斯伯格脊大槽热液区羽流特性. 模型重现了典型准稳态热液羽流的流场结构和温度分布, 获取了最大上升高度、中性浮力层高度、卷吸系数、湍流特征量、热通量等关键环境特征参数, 计算结果均具有良好的自治性. 通过对喷口流量和环境浮力频率进行参数敏感性研究, 讨论了热液羽流主要物理参数对其混合与输运过程的控制机制. 利用现有浮力羽流理论和实测数据对模拟结果进行了对比分析, 验证了模型所预测的深海热液羽流运动的合理性, 表明了该模型在热液羽流动力学特性分析方面具有较好的科学和工程价值. 主要结论如下.

(1) 通过数值模拟方法有效地获取了羽流整体流场结构、近喷口温度分布、湍流特征参数、垂向质量通量、热通量等现场难以全面测量的数据. 结果表明热液羽流整体上呈现为自相似核心羽干区、中性浮力层和羽帽区的三层结构. 基于大槽热液区实测数据的模拟所预测的中性浮力层高度与实测值吻合良好. 根据模型结果拟合的最大上升高度系数 $Z_{\text{max}}/(B_{\text{asympt}}^{1/4} N^{3/4})$ 为4.37, 中性浮力层高度与最大上升高度间的比例关系 $Z_{\text{neutral}}/Z_{\text{max}}$ 为0.738, 与采用渐进浮力通量的MTT模型的推论一致.

(2) 数值模型确认了经典羽流解析方法中的恒定卷吸假设仅适用于羽流中下部的局限性, 验证了卷吸系数与局地理查德森数之间较强的正相关性. 结果表明卷吸系数在约 $0.6Z_{\text{max}}$ 下近似为常数, 而在该高度以上则因为中性浮力层中的水平扩散和羽帽区内的回弹过程表现出较复杂的沿程变化.

(3) 热液羽流湍流动能和湍流耗散率的最大值出现在羽干区, 并呈现出从羽流中轴向外缘至边缘迅速衰减的变化趋势. 而湍流黏度的空间分布规律与此两者有显著差异, 其最大值出现在羽帽区, 表明了热液羽流的羽帽区也存在强烈的湍流混合过程, 并可能在深海热液羽流的物质混合、生化反应和输运过程中起到重要作用.

致谢 本研究工作得到浙江大学舟山校区高性能计算中心支持. 感谢中国大洋33航次全体队员在航次调查和资料采集过程中的大力支持和帮助.

参考文献

- 1 Humphris S E, Zierenberg R A, Mullineaux L S, et al. Seafloor hydrothermal systems: Physical, chemical, biological, and geological interactions. *Geoph Monog Series*, 1995, 100: 327–352
- 2 Baker E T. Hydrothermal cooling of midocean ridge axes: Do measured and modeled heat fluxes agree? *Earth Planet Sci Lett*, 2007, 263: 140–150
- 3 Baker E T. Hydrothermal plumes. In: *Encyclopedia of Marine Geosciences*. Harff J, Meschede M, Petersen S, et al, eds. Berlin: Springer, 2016. 335–339
- 4 Von Damm K L. Seafloor hydrothermal activity: Black smoker chemistry and chimneys. *Annu Rev Earth Planet Sci*, 1990, 18: 173–204
- 5 Elderfield H, Schultz A. Mid-ocean ridge hydrothermal fluxes and the chemical composition of the ocean. *Annu Rev Earth Planet Sci*, 1996, 24: 191–224
- 6 Resing J A, Sedwick P N, German C R, et al. Basin-scale transport of hydrothermal dissolved metals across the South Pacific Ocean. *Nature*, 2015, 523: 200–203
- 7 Kadko D. An assessment of the effect of chemical scavenging within submarine hydrothermal plumes upon ocean geochemistry. *Earth Planet Sci Lett*, 1993, 120: 361–374
- 8 Breier J A, Toner B M, Fakra S C, et al. Sulfur, sulfides, oxides and organic matter aggregated in submarine hydrothermal plumes at 9°50'N East Pacific Rise. *GeoChim CosmoChim Acta*, 2012, 88: 216–236
- 9 Morton B R, Taylor G, Turner J S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proc R Soc Lond A*, 1956, 234: 1–23
- 10 Briggs G A. Optimum formulas for buoyant plume rise. *Philos Trans R Soc A-Math Phys Eng Sci*, 1969, 265: 197–203
- 11 Kim S L, Mullineaux L S, Helfrich K R. Larval dispersal via entrainment into hydrothermal vent plumes. *J Geophys Res*, 1994, 99: 12655–12665
- 12 Stranne C, Sohn R A, Liljebladh B, et al. Analysis and modeling of hydrothermal plume data acquired from the 85°E segment of the Gakkel Ridge. *J Geophys Res*, 2010, 115: C06028
- 13 Zhang W, He Z, Jiang H. Scaling for turbulent viscosity of buoyant plumes in stratified fluids: PIV measurement with implications for submarine hydrothermal plume turbulence. *Deep Sea Res Part I-Oceanographic Res Papers*, 2017, 129: 89–98
- 14 Morton B R. Forced plumes. *J Fluid Mech*, 1959, 5: 151–163
- 15 Contini D, Donato A, Cesari D, et al. Comparison of plume rise models against water tank experimental data for neutral and stable crossflows. *J Wind Eng Industrial AeroDyn*, 2011, 99: 539–553
- 16 Zhang W, Zhao L, He Z G, et al. Characteristics of plumes in linearly stratified salt-water (in Chinese). *Adv Water Sci*, 2016, 27: 602–608 [张巍, 赵亮, 贺治国, 等. 线性层结盐水中的羽流运动特性. *水科学进展*, 2016, 27: 602–608]
- 17 Qu L, Guo S X, Lu Y Z, et al. Laboratory simulation of hydrothermal plumes evolution in the stratified background (in Chinese). *Oceanologia Limnol Sin*, 2017, 48: 1426–1434 [屈玲, 郭双喜, 鲁远征, 等. 层结背景下热液柱演化的实验模拟. *海洋与湖沼*, 2017, 48: 1426–1434]
- 18 Lavelle J W. A convection model for hydrothermal plumes in a cross flow. Seattle, WA: NOAA Technical Memorandum ERL PMEL-102, 1994
- 19 Tao Y, Rosswog S, Brüggemann M. A simulation modeling approach to hydrothermal plumes and its comparison to analytical models. *Ocean Model*, 2013, 61: 68–80
- 20 Jiang H, Breier J A. Physical controls on mixing and transport within rising submarine hydrothermal plumes: A numerical simulation study. *Deep Sea Res Part I-Oceanographic Res Papers*, 2014, 92: 41–55
- 21 Yi W L, Liu H, Ye F, et al. Simulation study on hydrothermal plume transport in a stratified background (in Chinese). *Sci Tech Rev*, 2017, 35: 81–85 [易卫龙, 刘欢, 叶丰, 等. 海底热液羽流发展过程的数值模拟. *科技导报*, 2017, 35: 81–85]
- 22 Shih T H, Liou W W, Shabbir A, et al. A new $k-\epsilon$ eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows. *Comput Fluids*, 1995, 24: 227–238
- 23 Han X Q, Wang Y J, Li X H, et al. Field report of Chinese DY33th cruise (in Chinese). Hangzhou: Second Institute of Oceanography, State Oceanic Administration, 2015 [韩喜球, 王叶剑, 李小虎, 等. 中国大洋33航次第一航段现场报告. 杭州: 国家海洋局第二海洋研究所(内部报告), 2015]
- 24 Han X Q, Wang Y J, Qiu Z Y, et al. Field report of Chinese DY38th cruise (in Chinese). Qingdao: National Deep Sea Center, 2017 [韩喜球, 王叶

- 剑, 邱中炎, 等. 中国大洋38航次第一航段现场报告. 青岛: 国家深海基地管理中心(内部报告), 2017]
- 25 Jiang Z J, Han X Q, Wang Y J, et al. Characteristics of water chemistry and constituents of particles in the hydrothermal plume near 6°48'N, Carlsberg Ridge, Northwest Indian Ocean (in Chinese). *J Mar Sci*, 2017, 4: 34–43 [蒋紫靖, 韩喜球, 王叶剑, 等. 印度洋卡尔斯伯格脊6°48'N附近热液羽状流水化学参数异常和颗粒物成分特征. *海洋学研究*, 2017, 4: 34–43]
 - 26 He Z, Zhang W, Jiang H, et al. Dynamic interaction and mixing of two turbulent forced plumes in linearly stratified ambience. *J Hydraul Eng*, 2018, 144: 04018072
 - 27 Lou Y, He Z, Jiang H, et al. Numerical simulation of two coalescing turbulent forced plumes in linearly stratified fluids. *Phys Fluids*, 2019, 31: 037111
 - 28 Speer K G, Rona P A. A model of an Atlantic and Pacific hydrothermal plume. *J Geophys Res*, 1989, 94: 6213–6220
 - 29 Wen Z Q. Simulation of deep-sea hydrothermal plumes based on FLUENT (in Chinese). Dissertation for Master Degree. Beijing: Minzu University of China, 2011 [温竹青. 基于FLUENT的深海热液羽状流流动模拟. 硕士学位论文. 北京: 中央民族大学, 2011]
 - 30 Lavelle J W, Di Iorio D, Rona P. A turbulent convection model with an observational context for a deep-sea hydrothermal plume in a time-variable cross flow. *J Geophys Res Oceans*, 2013, 118: 6145–6160
 - 31 Suzuki Y J, Koyaguchi T, Ogawa M, et al. A numerical study of turbulent mixing in eruption clouds using a three-dimensional fluid dynamics model. *J Geophys Res*, 2005, 110: B8201
 - 32 Suzuki Y J, Koyaguchi T. Numerical determination of the efficiency of entrainment in volcanic eruption columns. *Geophys Res Lett*, 2010, 37: L05302
 - 33 Sun H, Feistel R, Koch M, et al. New equations for density, entropy, heat capacity, and potential temperature of a saline thermal fluid. *Deep Sea Res Part I-Oceanographic Res Papers*, 2008, 55: 1304–1310
 - 34 ANSYS. ANSYS FLUENT 16.1 user's guide. Canonsburg: ANSYS Inc., 2015
 - 35 Turner J S, Campbell I H. Temperature, density and buoyancy fluxes in “black smoker” plumes, and the criterion for buoyancy reversal. *Earth Planet Sci Lett*, 1987, 86: 85–92
 - 36 Turner J S. Buoyancy Effects in Fluids. Cambridge: Cambridge University Press, 1973
 - 37 Turner J S. Turbulent entrainment: The development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows. *J Fluid Mech*, 1986, 173: 431–471
 - 38 Baines W D. A technique for the direct measurement of volume flux of a plume. *J Fluid Mech*, 1983, 132: 247–256
 - 39 Carazzo G, Kaminski E, Tait S. The route to self-similarity in turbulent jets and plumes. *J Fluid Mech*, 2006, 547: 137–148
 - 40 Papanicolaou P N, List E J. Investigations of round vertical turbulent buoyant jets. *J Fluid Mech*, 1988, 195: 341–391
 - 41 Shabbir A, George W K. Experiments on a round turbulent buoyant plume. *J Fluid Mech*, 1994, 275: 1–32
 - 42 Rona P A, Bemis K G, Jones C D, et al. Entrainment and bending in a major hydrothermal plume, Main Endeavour Field, Juan de Fuca Ridge. *Geophys Res Lett*, 2006, 33: L19313
 - 43 Ezzamel A, Salizzoni P, Hunt G R. Dynamical variability of axisymmetric buoyant plumes. *J Fluid Mech*, 2015, 765: 576–611
 - 44 Wang H, Wing-Keung Law A. Second-order integral model for a round turbulent buoyant jet. *J Fluid Mech*, 2002, 459: 397–428
 - 45 List E J. Mechanics of turbulent buoyant jets and plumes. In: *Turbulent Buoyant Jets and Plumes*. 1st ed. Rodi W, ed. New York: Pergamon Press, 1982. 1–68
 - 46 Priestley C H B, Ball F K. Continuous convection from an isolated source of heat. *Q J R Met Soc*, 1955, 81: 144–157
 - 47 Baker E T, Massoth G J. Characteristics of hydrothermal plumes from two vent fields on the Juan de Fuca Ridge, northeast Pacific Ocean. *Earth Planet Sci Lett*, 1987, 85: 59–73
 - 48 Baker E T, Massoth G J, Walker S L, et al. A method for quantitatively estimating diffuse and discrete hydrothermal discharge. *Earth Planet Sci Lett*, 1993, 118: 235–249
 - 49 Stein J S, Fisher A T. Multiple scales of hydrothermal circulation in Middle Valley, northern Juan de Fuca Ridge: Physical constraints and geologic models. *J Geophys Res*, 2001, 106: 8563–8580
 - 50 Barreyre T, Escartin J, Garcia R, et al. Structure, temporal evolution, and heat flux estimates from the Lucky Strike deep-sea hydrothermal field derived from seafloor image mosaics. *Geochem Geophys Geosyst*, 2012, 13: Q04007
 - 51 Escartin J, Barreyre T, Cannat M, et al. Hydrothermal activity along the slow-spreading Lucky Strike ridge segment (Mid-Atlantic Ridge): Distribution, heatflux, and geological controls. *Earth Planet Sci Lett*, 2015, 431: 173–185

Numerical modeling of hydrodynamic processes of deep-sea hydrothermal plumes: A case study on Daxi hydrothermal field, Carlsberg Ridge

LOU YingZhong¹, HAN XiQiu^{1,2}, HE ZhiGuo^{1,3}, WANG YeJian² & QIU ZhongYan²

¹ Ocean College, Zhejiang University, Zhoushan 316012, China;

² Key Laboratory of Submarine Geosciences, State Oceanic Administration & Second Institute of Oceanography, Ministry of Natural Resources, Hangzhou 310012, China;

³ State Key Laboratory of Satellite Ocean Environment Dynamics, Second Institute of Oceanography, Ministry of Natural Resources, Hangzhou 310012, China

A RANS-based computational fluid dynamic model is developed to simulate the propagation and turbulent mixing of hydrothermal plumes in a stratified deep-sea environment and it is employed to study the Daxi hydrothermal field (DHF), Carlsberg Ridge in the Indian Ocean. Based on the results of *in-situ* measurements of the hydrothermal plume in the DHF, the parameter sensitivity is analyzed to evaluate the effects of the volume flux released from the vent orifice and the ambient buoyancy frequency on the plume dynamics. The results reveal the three-layer velocity field and obtain several important scalings, including the maximum plume rise height and neutrally buoyant plume height. Thus, it can be concluded that the classical entrainment assumption is applicable only to the plume stem below 0.6 times of the maximum plume rise height, and above that level, the structure of the flow field tends to be complicated due to the lateral spreading in the neutrally buoyant layer and circulation in the plume cap region. In addition, the simulation results show that both turbulent kinetic energy and turbulence dissipation rate attain their maximum values near the vent. However, the maximum turbulent viscosity is observed in the plume cap region, indicating strong turbulent mixing in that region. A quantitative analysis of the hydrothermal plumes in the DHF is performed by the proposed model and verified by the *in-situ* measurements, and the results suggest that the discrete heat flux of the DHF is about 39.38 MW. The proposed model can provide useful information for tracing the submarine hydrothermal vents, studying the matter and energy cycling in the ocean basin, and the exploration of submarine polymetallic sulfides resources and environmental assessment.

deep-sea hydrothermal plume, stratification, turbulent mixing, entrainment, computational fluid dynamics, Daxi hydrothermal field, Indian Ocean

doi: [10.1360/SST-2019-0111](https://doi.org/10.1360/SST-2019-0111)