

现代海底热液活动的研究模型分析

Research models of modern seafloor hydrothermal activities: A review

王兴涛^{1,2}, 翟世奎¹, 杜同军¹, 季敏¹

(1. 中国海洋大学 海洋地球科学学院, 山东 青岛 266003; 2. 山东省威海市海洋与渔业局, 山东 威海 264200)

中图分类号: P736.22 文献标识码: A 文章编号: 1000-3096(2005)05-0060-06

近来在许多喷口区观察到大规模的、弥散的喷发现象表明:大量的相对冷水(3~40℃)及非常热的、白色和黑色烟状流体(200~380℃)参与了热液循环。对这种较凉的、弥散的喷溢流体的温度和热流量的区域测定,给热液循环的性质及地壳和已出露的多金属硫化物丘的结构增加了新的限定条件。为了更好地理解热液循环及这些限定的重要性,许多学者建立了海底热液活动模型。

1 热液活动简介

1963年美国发现者号在红海发现热液成因的多金属软泥,到1979年Alvin号在东太平洋海隆发现热液黑烟囱,到1993年已圈定出世界海底139处热液“矿点”和“矿化点”^[1],目前预测了多处百万吨级以上的海底热液矿床^[2],这一系列的重要发现是科学家们半个世纪以来坚持不懈的追求和探索的成果。其中海底高温热液喷口多金属硫化物烟囱和海底热液生物的发现吸引了许多科研工作者,使现代海底热液活动的研究从地球科学到海洋生物学到生命科学,涉及的领域越来越广。ODP的成果引发出大洋热平衡、大洋化学元素收支平衡、大洋底热液成矿作用等新疑问,将是21世纪地球科学面临的重大理论问题^[3]。

随着现代海底热液活动的调查、研究的不断开展,热液活动现象的发现已从特定区域的单个喷口拓展到大洋中脊的热液喷口系统。当前,对现代海底热液活动研究基本处于认识阶段—探索阶段,而预测及开发阶段仍未到来。人们认识到现代海底热液活动是一种全球性的地质现象。不同期的文章报道了已发现的几百个现代海底热液活动区的位置、深度、温度等参数,并总结了各个时期太平洋、大西洋乃至全球的热液活动研究。许多学者进行了热液活动分布规律的

研究,普遍认为大洋中的三大构造背景(大洋中脊、板内火山和弧后盆地)发育热液活动。

在中国海域附近,海底热液活动区多集中在冲绳海槽中部,主要有伊是名海洼、伊平屋海岭、南奄西海丘及德之岛西海山。在大规模的调查基础上,仅国内就有200多篇关于冲绳海槽的论文发表。学者们从构造、浮岩、岩浆岩等方面做了大量的分析工作^[4]。

2 热液活动模型研究

当前,热液活动的焦点已转移到其发育过程、运行机制方面,Chamley和Tivey^[5]等都进行了有益的探讨。许多研究者在实验室内进行了不同程度的试验,设计了各种模型来分析、模拟、反演热液的发育过程,讨论其影响因素并计算其流量及热通量。现代海底热液活动的核心问题是热液循环。其主要能量来源可能是岩浆源,也可能是海底2 km以下的水岩反应带。这种热驱动下的新的流体运载,又调动了地壳下2 km,甚至更深的水岩物质交换的频繁发生。而热液喷口作为热液循环的一个很重要环节,把岩石圈的地热和地球化学能量贡献给全球的大洋。

热液源附近的循环研究的重要性不仅表现在作为物理海洋问题,而且表现在它涉及了无数的其它规律。对洋脊顶峰热通量感兴趣的科学家,仍无法直接

收稿日期:2002-12-12;修回日期:2003-11-20

基金项目:国家973计划项目(G2000078503);国家自然科学基金项目(40246024)

作者简介:王兴涛(1974-),男,黑龙江省汤原人,博士研究生,从事海洋地质研究,电话:0532-2032865, E-mail: gi-wif@163.com

沿洋脊顶峰的一个剖面对热液来源的热通量进行测量。目前完全确定热液源的位置仍很困难,更不必说测量单个热源的位置。此外,幕式构造及火山活动重新改造热源的构造,表现为生成大规模的热液释放,称为巨型热液柱。尽管观测这类事件的发生是一个显然的目标,但是执行任务时要求反应迅速,并且运气要好。对于连续的(长期的)及事件性的(短期的)热源,其热通量的测量都能根据水柱的观测来推断。对此估值的关键在于有充足的经费及足够的观测决心和耐心,或者能够建立合适的热液释放所产生流动的模式。

海底热液系统结构复杂,一个典型的热液喷溢区可以延伸几百米,包括大量的、多种类型的喷口。热液流体与海水混合可形成典型的湍流、浮力流、黑烟囱及白烟囱。当前,热液循环模拟对象主要包括浮力热液柱、高温黑烟囱内热液扩散流及热液硫化物内热液循环。

2.1 浮力热液柱

大家较熟知的是 Morton 等人 1956 年提出的浮力模型。这一模型已被多次引用来探寻观测的羽状特性(如上升高度或轴线温度)与热源热通量的关系。Kevin 和 Karl 对热液驱动循环进行了有益的讨论^[6]。他们主要考虑了高温喷溢的影响,认为高温热液喷溢可在较大的时空范围上驱动循环,喷溢的浮力流不是简单地被大洋流体传导,而很可能积极地控制着局部、区域、甚至盆地规模流体。

2.1.1 浮力羽模型机理

模型认为,孤立热液喷口喷出的流体以扰动水柱形式上升,并与周围海水相互渗透、混合。冷的大洋海水的渗入使热液柱的密度随着高度增加而增大。由于喷口附近海水分层,热液与周围海水的密度差最终减少为零。此时,热液柱不再上升,在不平衡的压力梯度及洋流的影响下,流体又横向延伸,形成扩张面。地球的自转对流体的横向延伸起着阻碍作用,而使流体旋转,形成一个水平的涡旋,即地球自转偏向力形成一个反平衡的水平压力梯度。

2.1.2 浮力柱状态

模型由动量、质量及浮力守恒方程构成,其成立的假设为:热液柱内的参数(如温度)的总体形态在不同深度上均相似;周围流体渗入热液柱的速度与热液柱内的速度成正比。Kevin 和 Karl 根据理论与实验研

究认为,扩张面的顶部超出源的高度 Z_N 为:

$$Z_N \approx 3.76(F_0/N^3)^{1/4} \quad (1)$$

其中, $F_0 = Q(\rho_0 - \rho_s)g/\rho_0$, $N^2 = -(g/\rho_0)(\partial\rho_s/\partial z)$ F_0 为源浮力通量, N 为背景流浮力频率, Q 为源体积流量, $\rho_s(\rho_0)$ 为源平面热液(背景)流的密度, ρ_s 为海水密度, z 为垂直坐标, g 为重力加速度, 3.76 为经验校正系数^[6]。

此羽状流模型被 Speer 与 Rona 加进了背景温度与盐度梯度因素^[7]。他们认为,太平洋的盐度随高度降低,扩张面由相对暖的、高盐度海水组成,而大西洋盐度随高度上升,扩张面流体的温度及盐度相对较低。这些简单的羽状模型已被证实与后期观察相一致^[7,8]。

通过方程(1)用扩张面 Z_N 来推断高温热液喷口的热能量 H :

$$H = \rho_s c_p Q (T_s - T_0) = \frac{\rho_0 c_p}{g\alpha} (Z_N/3.76)^4 N^3 \quad (2)$$

其中 c_p 为喷口流体比热, α 为热扩散系数, T_s/T_0 分别为源深度处喷口与周围流体的温度。显然,由于 Z_N 和 N 的指数较高, H 的估值对 Z_N 或 N 的误差较敏感。

另外,此羽状模型由理想条件下推导出来,而未考虑其余因素的影响(如洋流、地貌、自转等)。周围流体会降低热液柱上升的总高度。Turner 认为^[9],在背景流速度 U 下 Z_N 为

$$Z_N \approx \sqrt[3]{F_0/(UN^2)} \quad (3)$$

模型假设源与扩张面底部间洋流连续地渗入热液柱。这样导致了大范围的稀释及 $100 \sim 500 \text{ m}^3/\text{s}$ 体积流量进入扩张面。横向无限区域内渗入热液柱的流体被无限远处的缓慢轴向流入的流体所替代。如果热液柱被垂直的岩壁所隔,那么扩张面以下的海水将最终完全渗入热液柱(如北大西洋某中轴谷明显深于热液柱上升高度,即发生上述情形)。

2.1.3 横向扩张及地旋涡流

当流体不断地通过喷口传到扩张面,定会发生缓慢的径向外流。假设没有周围海水的流动,扩张受地球自转的影响。当热液流出时,流体颗粒在北半球转向北,形成反气旋循环(俯视为顺时针)。旋转限制了进一步的扩张。扩张面下热液水柱的上升分支的渗入作用使周围流体沿轴向缓慢流入。而且,当周围流体流向热液柱时,旋转使流体旋转向右,因此形成气旋循环(俯视为逆时针)。结果就产生了斜压的涡流对:扩张面上为热液柱反气旋涡流,而在上升浮力柱周围

为气旋涡流^[6]。

1989年 Speer 提出此类流动的第一个模型,他认为流动主要是二维($X-Z$,而非轴向)、线性及稳定的。对于以旋转为主的流动方程受标准热液柱模型中总通量(渗入及流出)的控制^[10]。其研究成果及动态范围研究表明:一个成熟热液柱涡流的横向范围 l (即 Rossby 半径)取决于热液柱的上升高度, $l = NZ_N/f$ 。对于典型值: $Z_N = 200\text{ m}$, $N/f = 10$, l 规模较小,为 2 km。对于 Speer 的轴对称模型,旋转的结果是反气旋热液柱涡流周围等密度流的扩张。与不旋转时相比,尽管热通量不变,但旋转使得扩张面的高度 Z_N 增加。旋转阻止了远距离($> l$)大洋海水的轴向流入,因此产生了垂向再循环。流入上升热液柱的流体被上部的再循环流体所替代。当扩散与向下的对流相平衡时模型稳定。

当热源形状(点源/线源)及类型(连续/突然喷出)改变时,源与循环的比例关系随之发生变化。同时,旋转流的动态变化会导致热液柱循环的不稳定。Helfrich 与 Battisti 实验表明,浮力热液柱上升到一个旋转的、成层的环境时,不会形成斜压的涡流对^[11]。热液柱流体上部反气旋透镜的厚度为 2 h。他们亦发现:当热液柱增长,超过 Rossby 半径时,整个结构变得不稳定,而变成两个小的涡流对。子涡流偏离源区,整个过程重新开始。两个喷口(间距 $> l$)相互作用有助于热液柱涡流的生成。

Speer 与 Marshall 又使用非流体静力学的数值模型来研究热液柱驱动涡流的形成及稳定性。此模型去除了早期模型线性、稳态的假设。研究发现:上升热液柱周围气旋循环横向范围为 $(F_0/f^3)^{1/4}$,明显小于线性模型的水平范围。因此,在热液柱基部周围的垂向循环及方位角速度明显增大。Lavelle 通过数值方法证明了,在洋流存在的情况下中尺度热液柱循环的存在性^[12]。此外,还发现逆流的加入会增强斜坡上热液柱的垂向再循环,且产生独特的偏移温度及盐度异常形式。主要由于缺少足够的测量时间及空间精度,因此未观测到热液柱涡流的结论性证据。到目前为止,对于中尺度动力学最佳的证明为巨大的热液能量突然释放产生的巨液柱、大透镜状特征。巨液柱的上升高度明显高于普通热液喷溢。D'Asaro 等人观测了 Juan de Fuca 脊上两个巨液柱^[13],他们计算的巨液柱内核以 10 cm/s 的速度反气旋转动。涡旋形状与理论分析一致,可是未识别出伴随的气旋循环。

2.1.4 盆地规模热液柱

Reid 提出了中等深度(2 000~3 000 m,大致为洋中脊顶峰范围)循环的全球观点^[14]。南太平洋海流在 15°S 的向西流动与东太平洋海隆发出的指向西的氮异常吻合。稳定的、大规模的(几千公里)对流驱动的流体的基本动力学要素是 β 型热液柱。长 Rossby 波的、背离洋脊偏西的整体传播形成一个向西延伸的循环舌。Hautala 与 Riser 扩展了模型^[15],进一步包含了上部大洋风驱动流和地形的影响。他们的结果再次表明向西的 β 型热液柱在其它因素影响下仍然存在。通过这些可得出结论:示踪剂与循环彼此一致,且与洋壳地热驱动作用一致。

2.1.5 热通量的计算

在热液研究中的一个关键量是海底热通量的分布。地球内部的对流集中了固态地球与洋中脊处大洋的热量交换,进而决定了大洋中相关对流的强度。如果热液柱被限定在海底盆地内,且不穿透围岩,那么可以确定输入的能量。假设两个层,层内均匀混合,一层为热液提供海水,另一层吸收扩张流^[6],则: $Q = \rho c_p I \Delta T$ 。其中 Q 为热源, ρ 为平均密度, c_p 为喷口流体比热, ΔT 为两层的温度差。对于总热源 10^9 W , ΔT 为 0.1°C,则流入通量 I 为 2 500 m³/s。可是,这种计算方法所必须的条件对大多数洋脊顶峰来讲是不成立的。因此,模型的作用对解释物理化学特性的测量值,及把他们包含的信息转换为热通量的估计值是很关键的。

热液柱模型根据不同的热液特征(上升高度、垂直速度或温度统计),常被用来估计热能输入量。Little 等用一维热液柱模型和非线性状态方程推断东太平洋海隆(11°N)的喷口能量为 3.7 MW \pm 0.8 MW,误差大约为 40%^[8]。Trivett 与 Williams 应用解析数值模型来确定扩散源的热能。按照扩散源供给的总热能输入得出结论,误差为 60%~70%^[16]。

2.1.6 讨论

无论是点源还是扩散源,误差很大程度上来自于深海综合扰动场没有足够的时间与空间达到稳态。理论本身亦有难度,由于总热源强度与上升高度的 4 次幂成正比,因此 Z_N 不足 20%的误差会产生约 100%的热能误差。要解决此问题需要开发关键技术,部署高空间精度的、大阵列的观测。声学方法因其天然的整合能力而用于测量热源的前景较好。另一个确定热源强度的完全不同的技术是利用热液柱内存在的某

种示踪剂的天然放射性衰变, 它提供了一种独立的测量热通量的方法, 在整个洋脊剖面上综合取样有助于此法的应用。将来更直接的方法可能用中性浮力漂流器来测量热通量扩散, 或用特制示踪剂释放实验技术。

2.2 高温黑烟囱内热液扩散流

近来, 开展的海底热液系统模拟研究中的许多工作已集中到高温黑烟柱喷口上来, 而扩散流又在研究中占有重要位置。其重要性表现在: (1) 广布于大多数喷溢区; (2) 因其低温 (近 100°C) 及明显的低毒性而成为生物群落的最重要的营养来源; (3) 其散发热能占喷溢区发出总热能的大半。为研究扩散流的成因及影响因素, Pascoe 与 Cann 建立了管状模型。

2.2.1 管状模型结构

此模型允许低温海水与高温的上涌流在地下发生混合。模型循环的驱动力是低温补给管基部与高温释放管基部之间的压力差——浮力压力。在稳定流动时, 浮力压力与管网流产生的流动阻力相平衡。管状系统内流体流动的方向与量级取决于压力梯度和渗透性结构。模型中假定: 释放分支与补给分支间不存在流体交换, 每个分支内部均是等温的, 且热源分支内或不同导管间的连接部分流体进行无阻力流动。周围的低温海水被认为进入 a 管和 d 管 (图 1)。其中 a 管为补给区; 而 d 管代表向下渗入的低温海水与高温的热液流体相混合, 而未被岩浆热源加热。b 管和 c 管作为释放区, 其中 b 管运载高温未稀释的热液流体, c 管运载由 b 管内的流体与经 d 管进入的低温流体混合后生成的较低温流体^[17]。

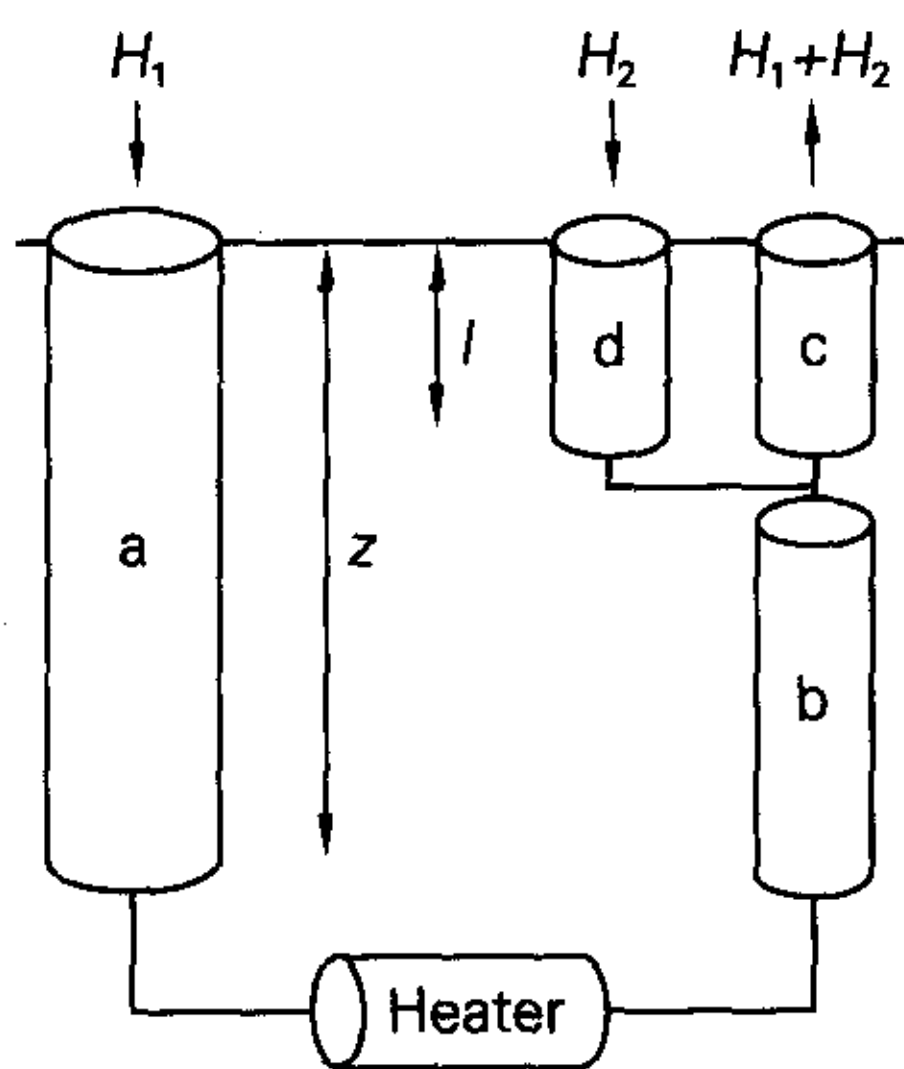


图 1 对流式管状模型

Fig. 1 The convecting pipe model

H_1 、 H_2 是模型循环中的流动: H_1 在循环中均为正方向, 而 H_2 可以倒转变为反向, l 和 z 为海底以下的深度

2.2.2 模型介绍

通过推导可得管状模型的无量纲化流动方程、热能方程和混合方程。指定参数 γ , $R_b (= r_b/r_a)$, R_c 及 R_d 的值, 可以求解系统的排放温度 T_c 、总体流速 H_1 和 H_2 。其中 $\gamma = g \rho_0 c_p T_m / (r_a w_0)$, c_p 为比热, T_m 为热源温度, ρ_0 为海水密度, g 为重力加速度, r_a 为 a 分支的流动阻力, w_0 为比例常数。

假定系统以释放为主, 阻力仅存在于 b 管和 c 管中, 那么由于低温海水进入 d 管, b 管顶部的压力小于冷水静压力。在导管较小和/或渗透率较低时, b 管内的流动阻力较高, 低温海水就可以被高温的热液流体所夹带, 在表面即可得到较低的温度; 否则, 如果整个系统内的流动阻力比较低, 流速将提高, 那么系统接受的热量就更少, 观测的温度就更低。假如 b 管内的渗透率突然提高 (如破裂作用), 那么流动阻力会降低, 就没有多少海水进入 d 管, 则所观测的温度就较高。在释放区的上部分支中 (c, d 管), 流动阻力越大, 越有利于温度提高^[17]。因为 γ 值与 w_0 成反比, w_0 越高则供给流体的能量越大, 所以降低 γ 值会导致系统内的温度增高。

在释放为主的系统中, 假定补给分支的阻力 r_a 与其它阻力相比可被忽略。当 $R_{DC} (= r_d/r_c) \leq 10$ 且 $R_{BC} (= r_b/r_c) > 10$ 时, 提高 R_{BC} 值会降低释放温度。不考虑 R_{BC} 时增加 R_{DC} 值会提高释放温度。对于 $R_{DC} > 100$ 时, R_{BC} 值增大首先会提高温度, 当 $R_{BC} > 500$ 时, 进一步增大 R_{BC} 值, 释放温度反而会降低。当 r_d 相当低 ($< 10r_c$), 则下部释放分支 b 内的阻力影响产生的温度。若提高 r_b , 压力就会减少, 使更多的低温流体进入分支 d 而导致较低的释放温度。可是, 如果 $R_{DC} > 100$, 那么 $r_d/r_b > 50$, 才能使大量低温海水进入分支 d^[17]。这表明只有在 r_b 相当高时, 提高其阻力才能产生缓慢的流动速度, 最后在分支 b、c 内具有较高的温度。一旦 r_b 足够高, 大量低温海水又能进入分支 d; 进一步提高 r_b 会降低释放温度, 与前面所述一致。

2.2.3 模型总结

由于热液矿物的沉淀作用, 特别是在分支内发生流体混合, 使渗透性随时间延长而下降; 劈裂或角砾岩化作用可使渗透性提高。如果变化进行得非常缓慢, 可把系统作为一系列连续的稳定状态。当渗透率结构变化时, 由黑烟柱温度到扩散流温度存在一个宽阔且连续变化的释放温度。各个循环分支内流动阻力的不同组合会影响热液循环的释放温度。由于在表面

观测的低温, 释放区循环上部渗透率一定相对高, 涌流的下部渗透性一定较差。Pascoe 与 Cann 的模拟表明, 热液系统演化的早期阶段以分布广泛的扩散流为特点, 且因地下的沉淀作用降低了地壳上部的渗透性黑烟柱逐步发育。如果新的岩浆流入到热源区使 w_0 提高, 或由于矿物沉淀作用使 r_0 提高, 那么系统参数 γ 就会下降。所有改变均会导致喷溢方式发生变化。

2.3 热液硫化物内热液循环

通过对喷溢物的温度和速度的直接观测, Dickson 等人建立了海底硫化物建造内热液循环的简易有限差分正演数值模型, 计算建造内部的速度和温度分布, 观察主流成分对循环的影响^[18]。

2.3.1 模型边界条件

硫化物结构的多孔介质位于非渗透性的海底之上。流体可以通过构造的边壁及上表面进出, 但是完全不能从下部渗入, 这样构造内部的唯一流体是用平流输送的海水。顺着基岩方向由中心向边部温度呈指数衰减, 构造周边、顶面的压力与周围海水的流体静压力相等^[18]。沿着硫化物隆起垂直面的温度保持不变, 等于周围海水的温度。流体可以通过顶面。顶面的热边界条件取决于多孔层内流体的瑞利数 R_a 。当 R_a 较低时, 对流的热流量与扩散的热流量相当。当 R_a 较高时, 对流形式的涌流能量可能更强, 因此上部边界温度或许超过周围海水温度^[18] (约高 $10 \sim 50^\circ\text{C}$)。假定热膨胀系数和粘度具有水的数值, 根据海底观测值 $\Delta T \approx 100 \text{ K}$, 构造高度 10 m , 进而推得 $R_a \approx 10^{12} \text{ kv}$ 。对于具有低 $R_a (<< 1)$ 的内部流, 硫化物隆起具有一个 $\text{kv} << 10 - 12 \text{ m}^2$ 的垂直渗透率。多次分析高 R_a 流态得出, 对于 R_a 为 100 时垂直渗透率的数量级为 10^{-10} m^2 。

2.3.2 模型预测

当 R_a 较低时温度剖面具有完全传导形式的热量流, 但是随着 R_a 增加, 逐渐变为水平对流形式, 在基底上最热区域上部隆起中心演化成羽状形态。这种羽状形态沿着隆起的基部构成了一个薄的热边界层, 由于向上的热量对流使得温度沿中心轴相对提高。隆起模型的其余部分的温度处于或非常接近周围海水的温度。

当水平 - 垂直渗透率比值较小时, 即使 R_a 较大, 温度场形态与热传导方式下的形态相似。相对低的水平渗透率阻碍了被夹带的海水以水平对流的方式进入构造, 且限制了向上羽状流的流体来源。当水平渗

透率变大时, 以对流形式为主的羽状流形态扩大, 在基部及沿中心轴部位围岩蚀变指数的绝对值较大。同时, 随着渗透率比值的增大, 对于 R_a 增大的情况下, 由于形成羽状流使得流出速度增加。可是由于流体水平流动比垂向流动相对越来越容易, 因此流出区的宽度在增加。

如果底部条件改变, 热源流体可通过非渗透性基岩的裂缝进入构造。由于温度沿着基部的其余地方均衡地衰减, 因此构造边缘的温度是零度。流体流量是通过无量纲的佩克莱特数 P_e 表示的。提高 P_e 值等价于提高热液流体从下部进入构造的速度。当向上的对流流量增大时, 由于总的热流量增加使得羽状流变强。当 P_e 增加时, 因为通过边壁流入的流体进一步向构造基部集中, 所以流体流出表面区域的范围扩大了。可是被夹带流体的容积流量并未大幅度下降, 而是更加集中地流动。而且, 通过构造顶面释放的流出物 (来源于通过构造边部渗入的流体的夹带物) 的总体比例随着 P_e 的增加而下降, 因此当 P_e 足够高时, 喷溢流体主要是由深部来源的热液流体构成^[18]。

2.3.3 模型总结

与较深部地壳的对流相关的集中上涌作用控制着海底热液喷发区的分布。在热液沉积的硫化物构造内, 流体循环的内部温度场、速度场、被夹带流体的多少、介质内流体速度的数量级和主要化学变化的范围主要受内部渗透性结构、来源于下部的热量及流体容积流量分布的控制。通过使用二维有限差分方法, Dickson 等人检验了流体形态是瑞利数和渗透性的函数。

在低瑞利数的状态下温度剖面是传导的。当超过临界瑞利数时, 随着表面温度的逐渐增高, 羽状流的形成代替了传导性温度剖面, 且羽状流的范围随瑞利数的增加而增加。如果水平 - 垂直渗透率比值很低 (即 < 1), 传导性特征就会起支配作用。随着渗透率比率的提高, 对流方式最终会替代传导方式。当瑞利数 R_a 提高, 排放区宽度就会下降, 而流出物中流体速度会增加。通过构造基部渗入的流体的存在及速度会影响温度剖面、流出物的速度和宽度。

3 讨论

一些海底观测表明: 浮力模型使人们认识到, 洋脊顶峰处的局部高温热液喷溢能在很大规模上驱动循环, 但中等规模循环与羽状涡流如何相互反应进而驱动更大规模的循环仍是一个谜; 管状模型只是简单地展示了热液系统动力学的基本特征, 却不能显示天然系统的全部复杂性; 具均质渗透率的二维稳定流动

的模型要素确实反映了循环的一些总体特征,却不能充分地描述洋脊顶峰热液循环的详情。如果流动受渗透率突变控制,如在严重破碎的地表岩石中,模型就不合适。

作为现代海底热液系统研究,人们对热液活动的可观测特征(地表形态、热液柱形态)已有了一定的了解,但是对那些观测不到的领域,无法得到科学证据,只能靠假设和猜想。而这些因素(如热液来源、能量供给、发育过程、运行机制)恰恰反映热液活动的本质及核心,它们与热液循环密切相关。人们通过海底岩样观测结合实验室理论模拟得到一些热液系统海底之下的认识,但仍然存在许多不清楚及不确定的问题:(1)热液系统的渗透率、压力和温度结构;(2)下降流带、上升流带与下伏反应带之间水岩反应的差异;(3)硫化物沉积机理及相应的海底变形;(4)海底构造及事件对海底热液系统发生、发展、演化的影响及控制作用;(5)黑/白烟囱体的演化及内部结构的差异性;(6)热液活动的喷溢机理及影响因素;(7)热液活动与海底构造、地形、生物等因素的关系;(8)热液以传导或对流方式传输能量的临界状态;(9)海底沉积物对流体循环及热量传输的影响;等等。

总之,当前缺少对流体的某些方面的完全的观测性确认,缺少对脊-洋反应区内整个洋脊剖面的热能通量的准确估计,缺少对大规模循环中的地球热能驱动作用(如源的类型及源间相互作用等因素)参数化、定量化,缺少对海底热液活动系统整体结构的认识,等等。要解决此问题需要开发关键技术,部署多阵列的、高空间精度的观测。声学方法、特制示踪剂法、中性浮力漂流器是未来的研发方向。只有应用先进的技术、精密的仪器,才能测得客观的、真实的数据,进而建立有代表性的、符合实际的模型,更好地模拟现代海底系统,进一步探索、掌握热液循环的规律,深刻认识热液循环的本质,为海底热液矿床的勘探及开发奠定坚实的基础。

参考文献:

- [1] Rona P A, Scott S D. A special issue on seafloor hydrothermal mineralization: new perspectives[J]. *Economic Geology*, 1993, 88: 1 935 - 1 976.
- [2] Rona P A. Hydrothermal mineralization at oceanic ridges[J]. *Canadian Mineralogist*, 1988, 26: 431 - 465.
- [3] 吴世迎. 世界海底热液硫化物资源[M]. 北京: 海洋出版社, 2000. 1 - 3.
- [4] 翟世奎, 陈丽蓉, 张海启. 冲绳海槽的岩浆作用与海底热液活动[M]. 北京: 海洋出版社, 2001. 1 - 3, 146 - 151.
- [5] Tivey M K. Hydrothermal vent systems[J]. *Oceanus*, 1992, 34: 68 - 74.
- [6] Speer K G, Helfrich K R. Hydrothermal plumes: a review of flow and fluxes[A]. Parson LM, Walker CL, Dixon DR, Hydrothermal Vents and Processes(87)[C]. London: Geological Society Special Publication, 1995. 373 - 385.
- [7] Speer K G, Rona P A. A model of an Atlantic and Pacific hydrothermal plume[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1989, 95: 3 213 - 3 220.
- [8] Little S A, Stoltzenbach K D, Von Herzen R P. Measurements of plume flow from a hydrothermal vent field[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1987, 92: 2 587 - 2 596.
- [9] Turner S. Buoyancy Effects in Fluids[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1973. 211 - 217.
- [10] Speer K G. A forced baroclinic vortex around a Hydrothermal plume[J]. *Geophysical Research Letters*, 1995, 16: 461 - 464.
- [11] Helfrich K R, Battisti T. Experiments on baroclinic vortex shedding from hydrothermal plumes[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1991, 96: 12 511 - 12 518.
- [12] Lavelle J W. A convection model for hydrothermal plumes in a cross flow[A]. NOAA. Technical Memorandum[C]. Seattle, Wash.: ERL PMEL, 1994. 102.
- [13] D'Asaro E, Walker S, Sparks R S. Structure of two hydrothermal megaplumes[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1994, 99: 20 361 - 20 373.
- [14] Reid J L. On the mid - depth circulation of the world ocean [A]. Warren B A, Wunsch C, Evolution of Physical Oceanography: scientific Surveys in Honor of Henry Stommel[C]. Cambridge: the MIT Press, 1981. 70 - 111.
- [15] Hautala S L, Riser S C. A simple model of abyssal circulation, including effects of wind, buoyancy and topography[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 1989, 19: 596 - 611.
- [16] Trivett K A, Williams A J. Effluent from diffuse hydrothermal venting, Part II: measurements of plumes from diffuse hydrothermal vents at the southern Juan de Fuca Ridge[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1999, 99: 18 417 - 18 432.
- [17] Pascoe A R, Cann J R. Modelling diffuse hydrothermal flow in black smoker vent fields[A]. Parson LM, Walker CL, Dixon DR, Hydrothermal Vents and Processes(87)[C]. London: Geological Society Special Publication, 1995. 159 - 173.
- [18] Dickson P, Schultz A, Woods A. Preliminary modelling of hydrothermal circulation within mid - ocean ridge sulphide structures[A]. Parson L M, Walker CL, Dixon D R, Hydrothermal Vents and Processes(87)[C]. London: Geological Society Special Publication, 1995. 145 - 157.

(本文编辑:刘珊珊)