

双扩散对流与成矿元素富集的机制^{*}

杨瑞琰^{1,2} 马东升² 鲍征宇³ 潘家永² 曹双林² 夏菲²

1. 中国地质大学(武汉)数理系, 武汉 430074;

2. 南京大学内生金属矿床成矿机制研究国家重点实验室, 南京 210093;

3. 中国地质大学(武汉)地球科学学院, 武汉 430074

摘要 分析了沉积盆地热液改造矿床的成矿特点, 认为呈分散状态存在的成矿元素从矿源层到赋矿层的漫长时期内, 至少发生过一次富集过程. 驱动成矿流体运移的驱动力, 除了重力驱动、压力驱动外, 还可能存在双扩散对流驱动模式. 其次利用双扩散对流方程建立了在双扩散对流驱动下成矿流体富集机制的数学模型, 并在此模型的基础上, 取不同 Rayleigh-Darcy 数 Ra 对成矿元素的富集范围进行了数值模拟. 数值模拟显示对不同的 Ra 取值, 在沉积盆地基底隆起的上方或隆起的斜坡部位, 均发生了富集作用. 模拟证实若隆起部位存在断裂, 同时有盆地流体流向此隆起和断裂区域, 那么双扩散对流系统更有利于成矿元素的富集.

关键词 双扩散对流 盆地流体 成矿模式 成矿过程

对于沉积盆地的热液改造矿床, 加强其成矿元素富集机制的研究有利于我们寻找隐伏、半隐伏矿床. 沉积盆地的热液改造矿床通常赋存于局部隆起部位, 如背斜、短轴背斜、穹隆的轴部、倾没部位、转折端, 背斜与断层或破碎带、裂隙带等的复合部位^[1].

沉积盆地的成矿热液运移主要由重力、压力以及浮力驱动^[2,3]. 由于局部隆起部位的地势高, 因此在重力驱动下流体不可能流向隆起部位. 在形成隆起时, 隆起部位是内应力释放部位, 压力可以驱动流体流向隆起部位, 但应力松弛时流体迅速停止流动, 这样就很难形成较大规模的矿床^[4]. 若隆起部位的温度高于其他部位的温度, 在浮力驱动下流体可流向隆起部位, 但热液改造矿床大多远离岩浆岩, 因此不能证明隆起部位具有较高的温度场.

在形成隆起构造时通常伴随着断裂的发育, 但呈分散状态存在的元素矿床(如 Sb, Au, U 等)显然是经过多次富集才能形成的. 对于易迁移元素

(如 Hg, Sb, As, U 等)形成的矿床, 矿源层与赋矿层之间还存在着巨大的时间差. 因此, 呈分散状态存在的成矿元素从矿源层到赋矿层的漫长时期内, 成矿元素可以发生多次富集过程.

成矿元素从分散状态到富集状态的机制是什么? 本文经过研究认为, 盆地流体的双扩散对流可能是导致成矿元素在局部区域富集的机制. 该富集机制的条件是: 成矿流体在盆地基底的温度和成矿元素的浓度均大于盆地盖层的温度和元素浓度. 如成矿物质来源于基底的情况, 并且在基底还存在隆起构造, 这样成矿元素就可以在盆地隆起的斜坡部位富集. 如果隆起的同时还发育断裂、以及盆地流体受外力的作用流向此断裂, 那么模拟结果显示这将增加成矿元素的富集强度.

1 双扩散对流模型

盆地流体由于温度梯度而发生热扩散, 浓度梯度而产生溶质扩散. 当这两种扩散同时发生在盆地

2004-01-15 收稿, 2004-04-05 收修改稿

^{*} 国家重点基础研究发展规划(批准号: G1999043210)和国家自然科学基金(批准号: 40073007)资助项目

© E-mail: yangry1964@163.com

2199-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

流体系统时将导致盆地流体的双扩散对流(简称 DDC)发生. DDC 研究发源于 1956 年 Stommel 等对海洋学的研究^[5]. 近来 DDC 又广泛应用于海洋学、天体物理学、地质学和热能工程学等领域. 关于 DDC 理论的历史和广泛的应用成果可参阅文献[6, 7]. 将 DDC 引入到多孔介质流体领域是在 20 世纪 60 年代末^[8], 主要研究热液系统和陆地地热系统^[9, 10]. 在国内多孔介质中的 DDC 研究也在进行, 如电化学实验研究^[11], 数值模拟研究^[12, 13], DDC 控制方程解析解^[14]等研究. 由于受实验条件和手段的限制, 关于此项研究的实验报告非常少, 目前通行的做法是进行数值模拟研究.

活动于沉积盆地中的流体有多种来源, 改造热液主要是由大气降水或地层水在深部加热形成. 当矿源层或矿源岩受热液淋滤时, 分散在其中的易迁移元素受活化溶解, 随热液运移至有利的构造部位, 再沉淀、富集、成矿. 易迁移元素沉淀富集的稳定性的稳定性取决于络合物的稳定性. 由于易迁移元素生成的络合物的形式不同, 在热液中的稳定性条件也不同. 除铀等少数元素外, 多数改造矿床成矿元素的络合物随冷却而逐渐沉淀, 压力影响一般较小^[1].

多孔介质是指流体流动的介质环境(岩体和围岩), 尽管其孔隙度和渗透率有不同的变化, 但流体的流动基本是属于渗流, 满足 Darcy 定律. 在中低温矿床中, 成矿作用一般总是与盆地流体的输运有关. 根据研究问题, 我们考虑一个温度、溶质浓度梯度并存的盆地流体对流系统. 在这相互耦合的盆地流体对流系统中, 我们考虑对流发生在二维 $x-z$ 平面的多孔介质矩形区域 $[0, L] \times [0, H]$ (如图 1). 对于该对流系统内的盆地流体运动规律涉及流体连续性方程、Darcy 定律、能量守恒方程和溶质守恒方程^[15]. 这些方程经过变量无量纲化后, 将有量纲的流函数 ψ 、时间 t 、温度 T 、浓度 s 以及坐标分量 x 和 z 化为无量纲单位的流函数 Ψ 、时间 τ 、温度 θ 、浓度 S 以及坐标分量 X 和 Z . 从而得到均质多孔介质的无量纲 DDC 控制方程组. (具体推导过程见附录).

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + K \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} = -Ra \left(\frac{\partial \theta}{\partial X} - \lambda \frac{\partial S}{\partial X} \right), \quad (1)$$

$$\sigma \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \frac{\partial}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial}{\partial Z} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2}, \quad (2)$$

$$\epsilon \frac{\partial S}{\partial \tau} + \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \frac{\partial S}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial S}{\partial Z} = \frac{1}{Le} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial Z^2} \right) - R. \quad (3)$$

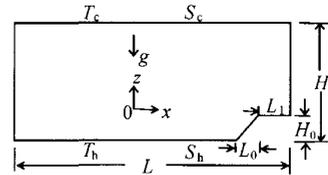


图 1 研究区域示意图

其中有参数: Rayleigh-Darcy 数 Ra , 温盐浮力比 λ , Lewis 数 Le , 垂直方向与水平方向上的渗透率比值 K , 同时将矩形腔 $[0, L] \times [0, H]$ 变换为 $[0, d] \times [0, 1]$. 沉淀强度 R 被认为是无量纲浓度与无量纲温度的函数, 如果在某时刻某处的浓度高于它的温度, 我们就假设该时刻在该处溶质发生结晶沉淀, 其沉淀强度等于浓度与温度的差; 如果该处的浓度小于其区域的温度, 就认为不发生结晶沉淀(或溶解已结晶的物质, 本文没有考虑). 因此有:

$$R = \begin{cases} S - \theta, & S > \theta \\ 0, & S \leq \theta \end{cases}, \quad (4)$$

如果多孔介质的各项物性是不均一的, 那么(1)~(3)式中的系数将也要随之发生变化.

2 初始条件、边界条件及参数取值和设定

由于本文研究的是成矿流体由于双扩散对流导致元素富集成矿的机制问题, 因此考虑的条件是成矿流体在研究区域上、下界面存在温度和浓度差、在区域下部存在局部隆起. 根据模型的控制方程(1)~(3), 影响介质中的溶质浓度和溶液温度的转移扩散参数主要是: K , Ra , λ , Le , 热容比 σ , 多孔介质的孔隙度 ϵ , 宽高比参数 d 和局部隆起的控制参数等.

由于各沉积地层沉积的时期不一, 岩性有差异, 因此其孔隙度和渗透率也不相同. 在沉积作用下, 岩性相同的上下地层, 其上覆地层的孔隙度要大于下伏地层的孔隙度, 砂岩的孔隙度要大于页岩

的孔隙度. 其渗透率也有相同的规律. 据分析, 孔隙度的大小只影响溶质的扩散速度, 因此孔隙度 ϵ 取 10% (或更小). 热容比 σ 也只影响介质热的扩散速度. 尽管渗透率在裂隙发育地带可以看成是各向同性的, 但沉积地层在平行层理的方向与垂直层理的方向其渗透率是不同的. 一般顺着层理方向比垂直层理方向的渗透率要大, 这是因为在沉积时, 颗粒长轴方向顺着层理排列, 另外地层水也顺着层理方向流动. 因此沉积盆地在水平方向与垂直方向的渗透率是有差异的, 据 Garven^[2,3], Raffensperger^[16,17] 认为在砂岩、页岩等沉积岩水平方向渗透率是垂直方向的 20 倍. Bethke^[18], Harrison^[19] 在研究中取水平方向渗透率为垂直方向的 10 倍. 本文中取水平方向渗透率为垂直方向渗透率的 10 倍. 对一固定的双扩散体系, 在温度变化不大的情况下, λ, Le 均是不变的 (或变化很小). 因此双扩散对流方程的关键参数就只有 Ra . 文献[20] 的研究认为流体系统发生对流的条件是 $Ra > 40$. 本文研究分别取 3 个不同值 50, 100, 500 进行讨论. 依据文献资料^[21~24], σ 取 0.75, 对于热水溶液 Le 取 10; 由于呈分散状态存在的元素其溶解度和含量一般均较小, 属于低浓度溶液, 因此流体系统的 $\lambda < 1$, 本文的研究取 0.5.

在模拟时设计了一个带局部隆起构造的对流区域, 该隆起的具体参数为: $H=1, H_0=0.1, L=3, L_0=0.1, L_1=0.2$. 对流区域的下边界, 即基底地层只对该对流系统提供物质和能量. 研究区域选取的是以局部隆起部位为对称轴的左半部分, 区域的左部是一个无限延伸的区域, 因此可以认为在区域的左右两边流体、物质和能量均不发生交换. 于是无量纲流函数 Ψ 的边界值可全设为 0. 由于假设下部边界温度和浓度均高于上部边界的温度和浓度, 因此 θ 和 S , 在上部边界取值均为 -0.5, 下部取值均为 0.5, 同时在左右两边界没有热和溶质交换, 满足第二类边界条件. θ 和 S 的初始值可近似地认为在整个区域达到了线性平衡. 因此, 得到控制方程组的初值、边界条件为:

左右两边界: $X=0, -1 < Z < 0$; 和 $X=d, -0.9 < Z < 0$,

$$\Psi = 0, \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0, \frac{\partial S}{\partial X} = 0; \quad (5a)$$

上边界: $Z=0, 0 < X < d$,

$$\Psi = 0, \theta = -0.5, S = -0.5; \quad (5b)$$

下边界: $Z=-1, 0 < X < d$,

$$\Psi = 0, \theta = 0.5, S = 0.5; \quad (5c)$$

初始状态: $\tau=0, 0 < X < d, -1 < Z < 0$,

$$\Psi = 0, \theta = -0.5 - Z, S = -0.5 - Z. \quad (5d)$$

3 模拟结果及地质解释

无量纲时间 τ 与时间 t 的换算, 可由含水层的厚度 H 与等价热扩散系数 λ^* 来确定. 如果盆地厚度取 10 km. 等价热扩散系数 λ^* 取 $3.6 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ ^[21~25], 那么 $\tau=0.1$, 相当于 $t=10^6 \text{ a}$, $\tau=0.01$, 相当于 $t=10^5 \text{ a}$, 其余类推. 模拟计算是利用有限元方法解偏微分方程的专业软件 Femlab 2.3 编程, 在 Matlab 6.5 平台下完成的. 对应于 Ra 为 50, 100, 500 的取值, 双扩散对流导致盆地流体中成矿元素富集区域的结果分别见图 2~4.

从图 2~4 中, 尽管 Ra 的取值不同, 时间间隔也不一样, 但在不同时刻 (对应 (a), (b), (c) 和 (d)), 呈分散状态存在的成矿元素均会发生沉淀富集作用, 且元素富集的区域就在对流层隆起部位附近和上方, 在远离隆起的区域, 元素几乎不发生富集. 并随着时间的增加, 流体的流函数值逐渐减少, 但其沉淀富集的范围和强度均明显增强. 这说明, 在没有断裂打通对流通道的、没有外力的驱动下, 沉积盆地的成矿流体仍然会发生对流, 并且分散状态存在的成矿元素还发生结晶沉淀的富集作用. 富集作用的区域出现在对流层隆起区域的附近和上方. 这为后来成矿元素进一步富集成矿奠定了成矿的物质来源. 这也可能是呈分散状态存在的成矿元素容易在背斜、短轴背斜等有利成矿构造部位成矿的原因.

由于隆起的同时常常伴随断裂发育, 因此在隆起的上方中央部位设计了一条宽度为 0.1 的一条断裂带, 该断裂带从底部向上发育的, 其发育的高度分别取 0.3, 0.4, 0.5 和 0.6. 在模拟时固定地取 $Ra=100$, 模拟结果在时刻 $\tau=0.1$ 时分别见图 5

(a) ~ (d). 模拟显示元素富集的区域在断裂带附近. 另外图 5(a) ~ (d)与图 3(d)比较得出, 断裂带对成矿元素导矿作用明显, 对成矿元素的富集影响不大.

沉积盆地的流体常常在外力的作用下发生区域

流动. 比如: 来源于盆地边缘山区大气降水的盆地流体, 在重力驱动下会向盆地凹陷部位渗流, 那么此时成矿元素的富集情况又会怎样呢? 与上面的情况类似, 在隆起的上方中央部位设计发育一条宽度为 0.1、延伸高度分别为 0.3, 0.4, 0.5 和 0.6 的

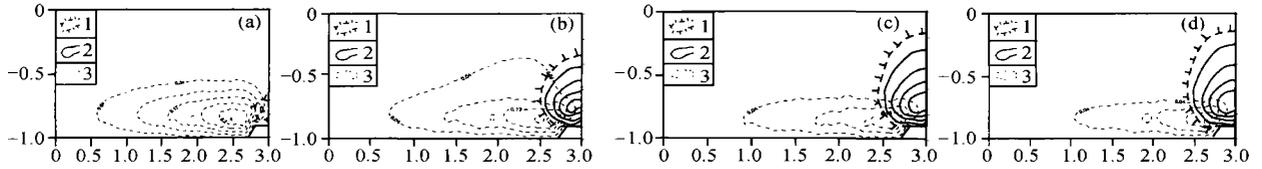


图 2 不同时刻元素富集区域图

(a) $\tau = 0.01$; (b) $\tau = 0.04$; (c) $\tau = 0.07$; (d) $\tau = 0.1$

$Ra = 50$; 1 沉淀区域范围; 2 沉淀强度等值线, $\Delta R = 0.01$; 3 流线, $\Delta \Psi = 0.04$

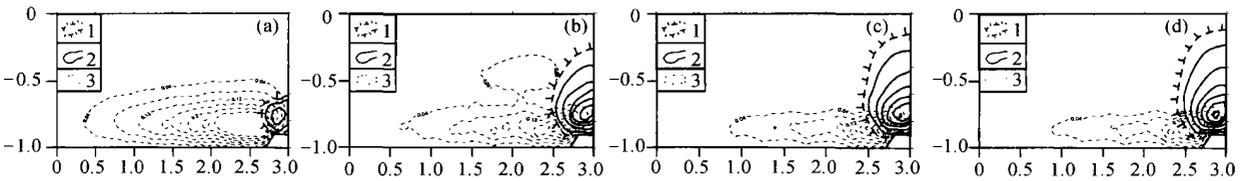


图 3 不同时刻元素富集区域图

(a) $\tau = 0.01$; (b) $\tau = 0.04$; (c) $\tau = 0.07$; (d) $\tau = 0.1$

$Ra = 100$; 1 沉淀区域范围; 2 沉淀强度等值线, $\Delta R = 0.01$; 3 流线, $\Delta \Psi = 0.04$

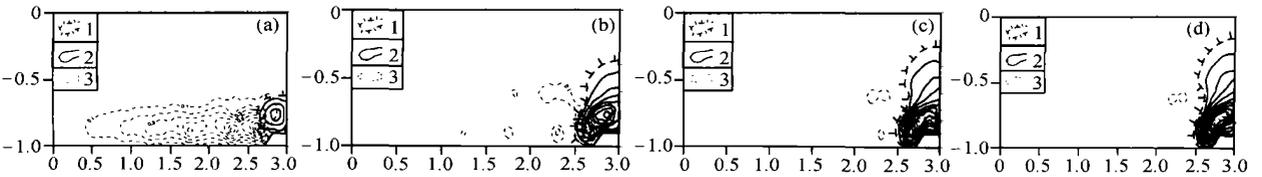


图 4 不同时刻元素富集区域图

(a) $\tau = 0.005$; (b) $\tau = 0.02$; (c) $\tau = 0.035$; (d) $\tau = 0.05$

$Ra = 500$; 1 沉淀区域范围; 2 沉淀强度等值线, $\Delta R = 0.01$; 3 流线, $\Delta \Psi = 0.1$

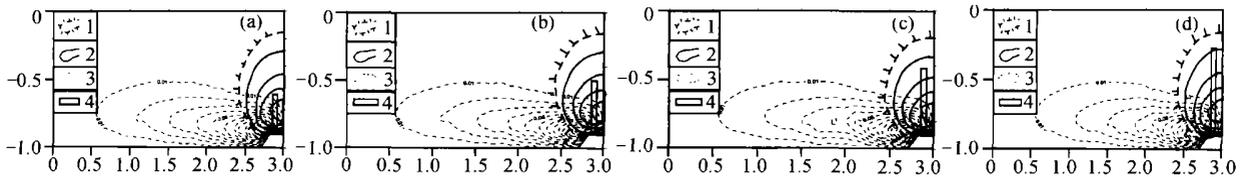


图 5 在时刻 $\tau = 0.1$ 元素富集区域图

(a) 断裂带高为 0.3; (b) 断裂带高为 0.4; (c) 断裂带高为 0.5; (d) 断裂带高为 0.6

$Ra = 100$; 1 沉淀区域范围; 2 沉淀强度等值线, $\Delta R = 0.01$; 3 流线, $\Delta \Psi = 0.01$; 4 断裂带

断裂带. 由于区域内流体发生了流动, 设其水平方向上的流速为 10, 因此其左边界上的流函数就应为: $\Psi=10(1+Z)$, 同时由于区域的右边要窄一点, 其流速也要做相应调整为: $\Psi=10(1+Z/0.9)$. 这对应于厚 10km 的沉积盆地, 其流速为 0.02 m/a, 于是其无量纲流函数的边界条件(5)要变更为:

左边界: $X=0, -1 < Z < 0$,

$$\Psi = 10(1+Z), \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0, \frac{\partial S}{\partial X} = 0, \quad (6a)$$

右边界: $X=d, -0.9 < Z < 0$,

$$\Psi = 10(1+Z/0.9), \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0, \frac{\partial S}{\partial X} = 0, \quad (6b)$$

上边界: $Z=d, 0 < X < d$,

$$\Psi = 0, \theta = -0.5, S = -0.5, \quad (6c)$$

下边界: $Z=-1, 0 < X < d$,

$$\Psi = 0, \theta = 0.5, S = 0.5, \quad (6d)$$

初始状态: $\tau=0, 0 < X < d, -1 < Z < 0$,

$$\Psi = 0, \theta = -0.5 - Z, S = -0.5 - Z, \quad (6e)$$

在模拟计算时仍然取 $Ra=100$, 对于不同的断裂高度, 模拟时刻 $\tau=0.1$ 时的结果分别见图 6(a)~(d). 模拟结果显示元素富集的区域有两个, 一个是在断裂带内, 另一个是在断裂带的上部区域. 在这里我们感兴趣的是断裂带的上部区域, 这部分是我们容易探测到的和许多矿床的赋矿部位. 从图中可以看出有意义的结论是断裂带的高度越高(即断裂带的规模越大)在断裂带上部、对流层的下部区域成矿元素富集强度也越高. 其地质意义在于: 在流体发生对流的情况下, 断裂带规模越大, 其形成超大型矿床的可能性就越大. 这进一步证实重力驱动型盆地流体的成矿元素, 在盆地隆起构造和断裂带发育交汇部位有利于形成矿床.

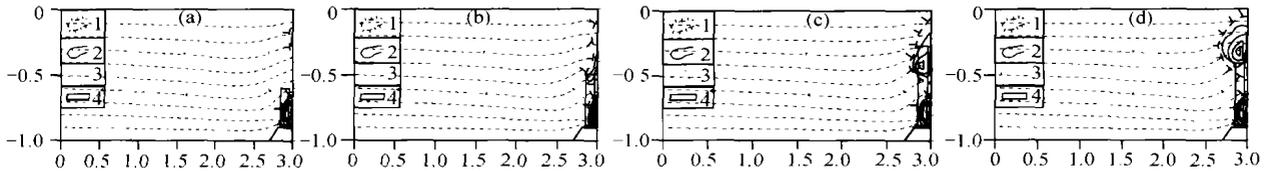


图 6 在有外力驱动的情况下, 时刻 $\tau=0.1$ 时元素富集区域图

(a) 断裂带高为 0.3; (b) 断裂带高为 0.4; (c) 断裂带高为 0.5; (d) 断裂带高为 0.6
 $Ra=100$; 1 沉淀区域范围; 2 沉淀强度等值线, $\Delta R=0.01$; 3 流线, $\Delta \Psi=1$; 4 断裂带

4 讨论和结论

本文的模拟显示成矿元素在盆地隆起部位有富集的能力, 但在应用时并不是每个呈分散存在的元素都可以在隆起部位富集. 根据分析边界条件和各参数的取值情况, 呈分散存在的元素在隆起部位富集成矿应满足的条件是: (1) 该元素是易迁移的分散状态存在的成矿元素, 只有这样成矿元素才能被活化、迁移、富集; (2) 该元素在热液中的溶解度较小且与溶液温度成正比, 即温度升高溶解度加大, 温度降低其溶解度也随之降低; (3) 矿源层在盆地的底部, 盆地底部与下伏地层呈不整合接触, 或矿源层就是盆地底部的碎屑岩, 只有这样才保证

在盆地底部有稳定的溶质浓度. 另外研究表明: 盆地内的隆起部位存在断裂, 以及盆地流体流向此断裂有利于成矿元素的富集作用.

沉积盆地矿床成因一直是困扰地质工作者的难题. 在我国有众多沉积盆地中, 具有类似于在背斜等部位富集成矿的矿床很多. 如: 湖南锡矿山锑矿床、湖南沃溪金锑钨矿床、湖南龙山金锑矿床、广东富湾-长坑银金矿床、贵州的卡林型金矿床与万山汞矿、云南兰坪金顶超大型铅锌矿床、广东凡口铅锌银矿床、广东大宝山多金属矿床、吐哈盆地十红滩铀矿床等. 本文试图用双扩散对流模式来解释沉积盆地中呈分散存在的成矿元素富集的机理. 尽管目前这只是理论上的研究, 但确为实际研究成矿模

式提供了理论依据。

附录

考虑一个温度、溶质浓度并存的双扩散自然对流系统，在这一系统中有 3 个基本物理量，速度 $(u, 0, w)$ ，温度 T 和溶质浓度 s 。我们选取 $x-z$ 平面作为二维问题的研究平面。那么对于多孔介质中的流体，如果忽略矿物的水解反应，并将流体看成是不可压缩的流体，在孔隙度变化较小的情况下，则流体的连续性方程为

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

对于多孔介质中地质流体的流动，通常用 Darcy 定律来描述：

$$u = \frac{k_x}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2)$$

$$w = -\frac{k_z}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{k_z g}{\mu} [\rho_f - \rho_d], \quad (3)$$

其中 ρ 是密度， k 是固有的渗透率（内在渗透率，仅与多孔介质有关，与流体性质无关）张量， μ 是与温度有关的流体动力粘度系数， t 是时间， p 是流体的压力， g 是重力加速度。流体的密度 ρ_f 是温度和溶质浓度的函数，在线性范围内一般有：

$$\rho_f = \rho_d [1 - \alpha(T - T_0) + \beta(s - s_0)], \quad (4)$$

其中下标 0 是开始状态的标志，一般将 ρ_0 取为 1000 kg/m^3 ， $T_0 = 298 \text{ K}$ ， $s_0 = 0$ 。 α 是等压热膨胀系数， β 是溶质膨胀系数。将(4)式代入(3)式得：

$$w = -\frac{k_z}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{k_z \rho_0 g}{\mu} [\alpha(T - T_0) - \beta(s - s_0)]. \quad (5)$$

根据热量守恒原理，流入体积元的热量应等于体积元内热能的增加，于是可得多孔介质内流体的热对流扩散方程：

$$\frac{\partial}{\partial t} [(\rho c_p)_b T] + u(\rho c_p)_f \frac{\partial T}{\partial x} + w(\rho c_p)_f \frac{\partial T}{\partial z} = \lambda_b \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right], \quad (6)$$

其中 $(\rho c_p)_b = (1 - \epsilon)(\rho c_p)_s + \epsilon(\rho c_p)_f$ ， $\lambda_b = (1 - \epsilon)\lambda_s + \epsilon\lambda_f$ ， c_p 是定压热容， ϵ 是多孔介质的孔隙度，下标 b 表示所属流体和固体的平均值，s 表示所属固体的值，f 表示所属流体的值。如果参数 ρ ， c_p ， λ 取常数，那么(6)式就可以化简为如下的形式：

$$\sigma \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \lambda^* \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right], \quad (7)$$

其中比热容比 $\sigma = (\rho c_p)_f / (\rho c_p)_f$ 和等价热扩散系数 $\lambda^* = \lambda_f / (\rho c_p)_f$ 。

根据组分浓度守恒方程可得出多孔介质流体中溶质浓度的对流扩散方程：

$$\epsilon \frac{\partial s}{\partial t} + u \frac{\partial s}{\partial x} + w \frac{\partial s}{\partial z} = D_s \left[\frac{\partial^2 s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} \right] - R', \quad (8)$$

在上式中， D_s 是浓度扩散系数， R' 是溶质沉淀速率，表示单位体积溶液的溶质在超过其溶解度后发生结晶沉淀的速率。

引入如下的流函数 ψ

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z}; w = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (9)$$

对(2)，(3)式进行化简得：

$$\frac{\mu}{k_z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\mu}{k_x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -g \rho_0 \alpha \left(\frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\beta}{\alpha} \frac{\partial s}{\partial x} \right). \quad (10)$$

对以上的方程组，使用下列变换来将变量无量纲化。

$$\begin{aligned} \Psi &= \frac{\psi}{\lambda^*}, X = \frac{x}{H}, Z = \frac{z}{H}, \\ d &= \frac{L}{H}, K = \frac{k_z}{k_x}, \tau = \frac{\lambda^* t}{H^2}, \\ \theta &= \frac{T - T_c}{T_h - T_c} - 0.5, S = \frac{s - s_c}{s_h - s_c} - 0.5, \\ R &= \frac{(s_h - s_c) H^2}{\lambda^* \sigma} R', \\ Le &= \frac{\lambda^*}{D_s}, \lambda = \frac{\beta (s_h - s_c)}{\alpha (T_h - T_c)}, \\ Ra &= \frac{g \alpha \rho_0 k_z (T_h - T_c) H}{\lambda^* \mu}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中有参数：Rayleigh-Darcy 数 Ra ，温盐浮力比 λ ，Lewis 数 Le ，垂直方向与水平方向上的渗透率比值 K ，同时将矩形腔 $[0, L] \times [0, H]$ 变换为 $[0, d] \times [0, 1]$ ，因此对于矩形区域还有一个宽高比参数 d 。下标“h”表示温度和浓度的高值，下标“c”表示温度和浓度的低值。

经过上述变换后，就将无量纲的流函数 ψ 时间 t 、温度 T 、浓度 s 以及坐标分量 x 和 z 化为无量纲单位的流函数 Ψ 、时间 τ 、温度 θ 、浓度 S 以及坐标分量 X 和 Z 。

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + K \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} = -Ra \left(\frac{\partial \theta}{\partial X} - \lambda \frac{\partial S}{\partial X} \right), \quad (12)$$

$$\sigma \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \frac{\partial \theta}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2}, \quad (13)$$

$$\epsilon \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \frac{\partial S}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial S}{\partial Z} = \frac{\epsilon}{Le} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial Z^2} \right) - R. \quad (14)$$

(12)~(14)式是均质多孔介质的无量纲 DDC 控制方程组。如果多孔介质的各项特性随地层的不同而变化,那么(12)~(14)式中的系数将也要随之发生变化。

参 考 文 献

- 1 涂光炽,等. 中国层控矿床地球化学,第3卷. 北京:科学出版社,1988. 1~388
- 2 Garven G, et al. Theoretic analysis of the role of groundwater flow in the genesis of stratabound ore deposits. 1. Mathematical and numerical model. *American Journal of Science* 1984, 284: 1085
- 3 Garven G, et al. Theoretic analysis of the role of groundwater flow in the genesis of stratabound ore deposits. 2. Quantitative results. *American Journal of Science* 1984, 284: 1125
- 4 Garven G, et al. Genesis of stratabound ore deposits in the Midcontinent Basins of North America. 1. The role of regional groundwater flow. *American Journal of Science*, 1993, 293: 497
- 5 Stommel H, et al. An oceanographic curiosity: The perpetual salt-fountain. *Deep Sea Res.* 1956, 3: 152
- 6 Huppert H E, et al. Double-diffusive convection. *Journal of Fluid Mech.* 1981, 106: 299
- 7 Turner J S. Multicomponent convection. *Ann Rev Fluid Mech* 1985, 17: 11
- 8 Nield D A. Onset of thermohaline convection in a porous medium. *Water Resour Res.* 1968, 3: 553
- 9 Rosenberg N D, et al. Role of anisotropic and/or layered permeability in hydrothermal convection. *Geophys Res Lett.* 1990, 17(3): 235
- 10 Oldenburg C M, et al. Layered thermohaline convection in hypersaline geothermal systems. *Transport in Porous Media* 1998, 33: 29

- 11 陈宝明,等. 饱和含混多孔介质自然对流传热传质的电化学方法实验研究. *工程热物理学报*, 1996, 17(3): 348
- 12 陈宝明,等. 多孔介质自然对流中温度梯度与浓度梯度的相互耦合. *工程热物理学报* 1995, 16(2): 210
- 13 郭照立,等. 双扩散自然对流的格子 Boltzmann 模拟. *计算物理*, 2002, 19(6): 383
- 14 蔡睿贤,等. 多孔介质中温度与浓度梯度耦合自然对流基本方程的代数显式解析解. *自然科学进展*, 2003, 13(8): 889
- 15 Nesbitt B E. Short course on fluids in tectonically active regimes of the continental crust, Vancouver. *Mineralogical Association of Canada*, 1990, 18: 1
- 16 Raffensperger J P, et al. The formation of unconformity-type uranium ore deposits. *Amer J Sci*, 1995, 295: 581
- 17 Raffensperger J P, et al. The formation of unconformity-type uranium ore deposits. *Amer J Sci*, 1995, 295: 639
- 18 Bethke C M. A numerical model of compaction-driven groundwater flow and heat transfer and its application to the paleohydrology of intracratonic sedimentary basins. *J Geophys Res.* 1985, 90: 6817
- 19 Harrison W J, et al. Paleohydrology of the Gulf of Mexico basin. *Amer J Sci*, 1991, 291: 109
- 20 Nesbitt B E. The gold deposit continuum: A genetic model for lode Au mineralization in the continental crust. *Geology*, 1988, 16: 1044
- 21 於崇文,等. 热液成矿作用动力学. 武汉:中国地质大学出版社,1993. 1~189
- 22 Forster C, et al. Groundwater flow systems in mountainous terrain; 1. Numerical modeling technique. *Water Resour Res.* 1988, 24: 999
- 23 Forster C, et al. Groundwater flow systems in mountainous terrain; 2. Controlling factors. *Water Resour Res.* 1988, 24: 1011
- 24 Forster C, et al. The influence of groundwater flow on thermal regimes in mountainous terrain; A model study. *Geophys Res.* 1989, B94: 9439
- 25 杨世铭,等. 热传导,第3版. 北京:高等教育出版社,1998. 1~447