

<http://www.geojournals.cn/dzxb/ch/index.aspx>

层状侵入体韵律层理形成过程的定量模拟

——以四川攀枝花层状岩体为例

宋谢炎 王玉兰 张正阶 马润则

(成都理工学院测试中心, 610059)

内容提要 层状侵入体的韵律层理是一种特殊的岩石构造, 长期以来其成因倍受关注, 成因假说很多。本文在综合这些观点以及关于岩浆物理、化学性质的研究, 尤其是在岩浆房对流特征研究成果的基础上, 提出了新的成因解释, 认为固化带前锋处矿物的结晶、熔浆组分的扩散及固化带前锋本身的推进等3个因素的相互耦合是形成韵律层理的主要机制, 这个过程是发生在一定过冷却条件下的。在这种定性认识基础上, 笔者提出了旨在对韵律层理形成过程进行模拟计算的框架, 建立了以化学动力学计算为核心的综合模拟计算方法, 并对四川攀枝花岩体第Ⅱ岩相带的韵律层理进行了模拟。

关键词 韵律层理 层状侵入体 定量模拟 过冷却 耦合 四川攀枝花

火成韵律层理是基性层状侵入体中的一种独特构造。尽管类似的韵律层理在其它岩体中也偶有发现, 但最清晰并有稳定延伸的韵律层理发育在诸如 Skaergaard、Bushveld、Stillwater 等大型基性侵入体中。我国四川攀西地区攀枝花、红格、太和、白马等层状侵入体也具有很好的火成韵律层理^[1,2], 其中韵律层理最清晰的是攀枝花岩体^[3]。

层状侵入体韵律层理的成因观点很多, 其中较有影响的有重力堆积说^[4]; 原地结晶说^[5]; 韵律性成核说^[6]; 双扩散对流说^[7]以及自组织现象的观点^[8~10]等。多种成因观点的出现说明韵律层理成因十分复杂。已有人对韵律层理的成因作了数学模拟^[11,12]。之所以称之为数学模拟, 是因为他们主要是根据化学动力学方程, 结合一些假设的参数来证实韵律层理形成的可能性, 而没有针对实际岩体进行计算, 所得到的各种图解大多是无量纲的^[12]。此外这些模型也缺乏对实际岩浆房的物理特征的详细论证。

本文在笔者对四川攀枝花层状侵入体韵律层理形成的物理、化学条件较系统的研究基础上, 提出了自己的定性模型, 进而建立了定量模拟方法并进行了模拟计算。

1 韵律层理形成过程的条件及定性机制

1.1 席状岩浆房的物理特征和固化带特点

岩浆房内的对流既可能由岩浆体本身密度的不稳定性分布引起, 也可能由其它外因引起。前者称自发性对流, 后者称非自发性对流, 自发性对流才有可能对韵律层理的形成有影响。笔者曾以攀枝花岩体为例, 对席状岩浆房自发性对流特征进行了计算。结果表明自发性对流即能够发生, 其规模和强度也十分有限, 而且对岩浆房底部固化带没有影响^[13]。因此

注: 本文为国家自然科学基金资助项目(编号 49203044)研究成果之一。

本文 1997 年 1 月收到, 1998 年 1 月改回, 刘淑春编辑。

韵律层理的成因与岩浆房对流无直接关系。

对现代岩浆房研究表明,结晶作用是在位于岩浆房边缘的固化带内进行^[14,15]。Marsh^[16]提出

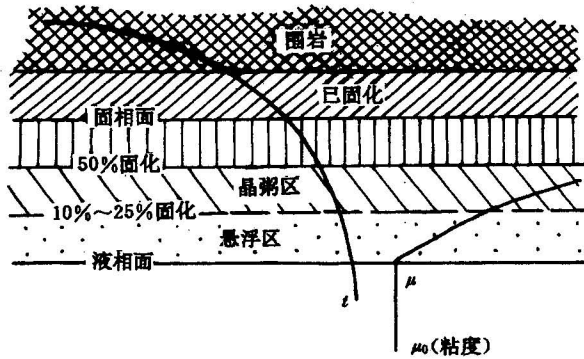


图1 固化带结构(据 Marsh,1989^[16])

Fig.1 Structure of solidification zone
(after Marsh,1989^[16])

出如图1所示的岩浆房顶部固化带结构,他认为只有悬浮区的小晶体有可能下沉。而对于底部固化带,由于岩浆本身具有稳定的密度分布,悬浮区的晶体若上浮或下沉,将逐渐失去动力;同时悬浮区内晶体必然很小,其相对较大的表面能和较小的下沉或上浮动力更能使它们处于静止状态。Campbell^[17]据长石、辉石等矿物的比重与岩浆屈服强度比较,认为固化带内晶体不会发生空间移动。因而,固化带内矿物空间分布特征实际在其前锋就形成锥形。同时,由于矿物的成核与生长要求一定的过冷却度的激发,使得在固化带前锋

附近晶体成核和生长具有突发性,固化带前锋的推进速度可能不均匀。

1.2 热力学及化学动力学条件

天然岩浆及其所晶出的固溶体矿物均具有非理想溶液性质,岩浆中晶体的生长伴有热效应,为一级相变。固化带内温度梯度及结晶程度的不同使固化带不具有各向同性,固化带前锋晶体生长会造成附近熔浆组分的扩散。这些特点与一般的化学体系是很不相同的。

岩浆的结晶是不可逆的近平衡过程。首先大型层状岩体冷却非常缓慢,据 Morse^[18]计算,像 Kiglapait 岩体那样 30 km×50 km×8 km 大小,埋深 12 km 的大岩体,完全结晶需要 1 Ma。攀枝花岩体(长>19 km,厚>2 km)的固化带前锋推进到岩浆房中心至少需 2500 a^[3]。其次,大型深成岩体结晶作用的化学亲和力(A)很小。据 Ghiorso^[19]计算,一般基性深成岩中斜长石结晶时的 A=-41.8 J/g。这些特点说明岩浆结晶是不可逆的近平衡过程,允许利用平衡热力学方法描述相平衡关系。

对于非理想体系:

$$A = - \sum_i \nu_i (\mu_i^0(T, P) + RT \ln \gamma_i x_i) \quad (1)$$

ν_i 表示反应中 i 组分的化学计量系数, $\mu_i^0(T, P)$ 表示温压为 T, P 条件下纯组分 i 的化学位, R 为气体常数, γ_i 和 x_i 分别为 i 组分的活度系数和摩尔分数。岩浆结晶是放热过程,所以由(1)式可知,过冷却和相应熔浆组分的过饱和是矿物成核生长过程自发进行的先决条件。

动力学上,只要初始岩浆是非共结的,随着固化带前锋成核结晶区某种矿物的结晶,在其前方熔浆中就会出现不同组分向不同方向扩散迁移的情况。图2表示了A组分结晶造成的A、B组分浓度分布。这种扩散使不同矿物在固化带前锋交替达到过饱和成为可能。

2 韵律层理形成过程的定性模式

综上所述,固化带,尤其是底部固化带内晶体的成核与生长是一定过冷却条件下的过平衡过程,不会受到对流的干扰。同时固化带是一个开放系统,熔浆组分的扩散是不能忽视的。

基性岩的主要造岩矿物是长石和辉石。本文借助 Di-An 二元系相图(图 3)讨论韵律层理的成因机制。根据岩石化学计算攀枝花岩体第 II 岩相带韵律发育最好的一段岩浆平均化学成分标准矿物 Pl:Cpx 值在 60.5 : 39.5~65.25 : 34.75^[3],在共结点左边。

把图 3 熔浆 x 的冷却过程放在固化带前锋进行分析。当温度降到液相线 $t'_{D'-E'}$ 时,单斜辉石并不立即结晶,而是冷却到 x' 点,满足成核结晶所需要的过冷却后才在固化带前锋一定范围内形成成核结晶区。由于成核作用的突发性,局部温度可能有微弱上升。随着单斜辉石的结晶,成核结晶区 MgO、FeO、SiO₂ 亏损;而 Al₂O₃、K₂O、Na₂O 富集,导致前方熔浆的 MgO、FeO、SiO₂ 向成核结晶区扩散,而 Al₂O₃、K₂O、Na₂O 反向扩散,使结晶区熔浆成分特点得以维持,这实际上是一种反馈。前方熔浆的成分沿 $x'-y'$ 的虚线变化,尽管在到达 y' 点之前,熔浆已经具有斜长石过饱和的特点,但直到 y' 点才满足斜长石成核结晶所要求的过冷却度和过饱和度,单斜辉石才停止结晶。斜长石的结晶又逐渐使成核结晶区前方熔浆的成分沿 $y'-x'$ 变化,逐渐又重新满足单斜辉石成核的条件。

由此可见,随着固化带前锋的推进和矿物的成核结晶,固化带前锋熔浆成分和浓度条件的韵律交替式地满足不同矿物成核和生长条件是形成韵律层理的主要机制,韵律层理的宽度取决于矿物结晶,熔浆组分扩散和固化带前锋推进 3 个速度的耦合特点。这种机制形成了韵律层理的基本结构。

3 韵律层理形成过程模拟计算的框架

根据上述韵律层理成因模式,笔者拟运用化学动力学方程对熔浆组分的扩散进行定量描述,并应用 Nielson^[20]的熔浆热力学模型对矿物结晶的相平衡关系进行计算,结合矿物结晶速度及固化带前锋推进速度的计算结果,建立韵律层理形成过程定量模拟的系统方法。

3.1 化学动力学方程的导出

非平衡态热力学的理论研究表明,非理想体系的一个重要特点是可能存在多重化学平衡态,而且即使在非常接近热力学平衡的条件下,也可能发生诸如化学振荡等自组织现象^[21]。业已证明,溶液的非理想性和组分扩散系数随组分浓度的变化,均对非理想体系在近平衡态的多重化学平衡态有贡献^[19,21]。然而,对于如天然岩浆这类复杂的多组分非理想体系,由于组分活度关系,以及组分扩散系数与组分浓度关系的极度复杂性,和由于种种原因造成的不确定性,

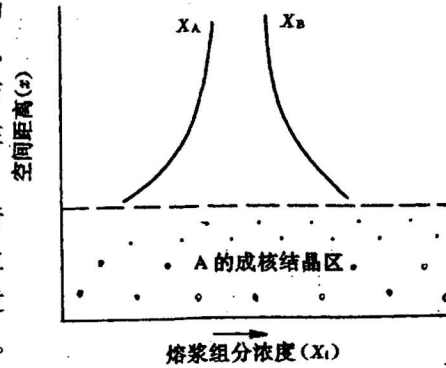


图 2 固化带前锋熔浆组分浓度的变化
Fig. 2 Variation of components concentration of melt in the front of the solidification zone

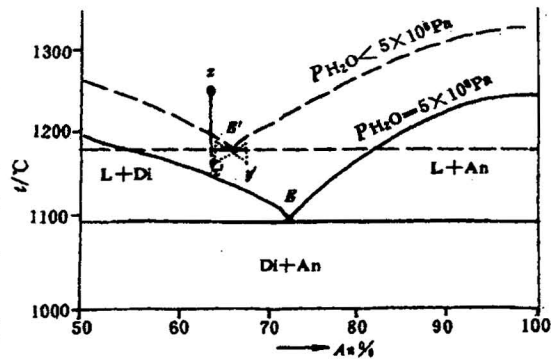


图 3 Di-An 二元系相图(据 H. S. Yoder, 1965)
Fig. 3 Di-An system(after H. S. Yoder, 1965)

使上述多重平衡态的定量讨论几乎是不可能的,也使得我们无法弄清这种多重平衡态对韵律层理成因有多大贡献。

对于岩浆房而言,在固化带内部及其前方,温度梯度总是存在的。只要岩浆是非共结的,在固化带前锋附近,矿物结晶和组分扩散还会造成熔浆组分浓度梯度形成和变化,这种变化将破坏熔浆可能出现的因非理想性造成的多重平衡态。鉴于此,本文主要讨论由于结晶、扩散和固化带推进造成的固化带前锋熔浆组成的变化。席状岩浆房允许用一维方程对过程进行描述。

如果把固化带前锋面作为成核结晶区与非结晶区界线的话,图2所示的结晶和扩散所造成的物质流可表示为:

$$J = -D \frac{\partial C_i}{\partial x} - vC_i \quad (2)$$

(2)式中 J 表示指向固化带的熔浆组分流; D 为组分在熔浆中的扩散系数,基性岩浆组分扩散系数为 $3 \times 10^{-6} \sim 5 \times 10^{-10} \text{cm}^2/\text{s}$ ^[7],在此取 $10^{-6} \text{cm}^2/\text{s}$; C_i 为熔浆组分浓度数组; x 为空间坐标,取固化带前锋面为原点,因此本计算的边界为移动边界; v 为固化带前锋面的推进速度,也即坐标原点的推进速度。 vC_i 项表述了由于坐标原点的移动造成的物质流。考虑到重力的影响,(2)式变为:

$$J = -D \frac{\partial C_i}{\partial x} - vC_i + \frac{g}{RT}(I - V_i\rho)DC_i \quad (3)$$

(3)式中 V_i 和 ρ 分别为熔浆组分的偏摩尔体积和熔浆密度,用 Bottinga^[22] 的模型进行计算; R, T, g 分别为气体常数、温度和重力加速度; I 为一单位对角矩阵。

根据连续性方程:

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial x} \quad (4)$$

将 D 近似地视为常数,将(3)式代入(4)式,得:

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C_i}{\partial x^2} + [v - \frac{g}{RT}(I - V_i\rho)D] \frac{\partial C_i}{\partial x} \quad (5)$$

(4)、(5)式中 t 为时间。(5)式左边表示熔浆组分浓度随时间的变化;右边第一项表示浓度梯度和扩散对浓度分布的影响;第二项代表固化带前锋推进造成的浓度变化;第三项为重力对浓度场的影响。矿物结晶对浓度的影响隐含在坐标原点处 C_i 数组中。根据笔者的计算^[13],攀枝花岩体随时间的推移(图4), v 最小为 0.34m/a ,由于我们的样品采自距岩体下边界约 500m 处,这个位置在 $400 \sim 500 \text{a}$ 达到液相线温度,所以本文取 $v = 0.5 \text{m/a}$ 。很明显(5)式中重力项比第二项小得多。

设初始熔浆成分是均匀的,其成分为 C_0 ,与成核结晶区相比,岩浆房是无限大的。那么(5)式的边界条件为:

$$\left. \begin{aligned} C_i(x, 0) &= C_0 \\ C_i(\infty, t) &= C_0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

根据质量平衡原理,在固化带前锋面:

$$J_{\text{熔浆}} = J_{\text{固}} = -vC_i \quad (7)$$

$$D \frac{\partial C_i}{\partial x} \Big|_{x=0} + [v - \frac{g}{RT}(I - V_i\rho)D]C_i - vC_i = 0 \quad (8)$$

式中 C_i 表示固化带前锋面结晶区一侧熔浆成分数组,它受结晶作用的控制,可以结合相

平衡和矿物结晶速度的计算进行定量计算。(5),(6),(8)式构成完整的化学动力学方程。本文采用数值法对上述化学动力学方程进行计算。

3.2 相平衡计算模型的选择与修正

现有的熔浆热力学模型主要有正规溶液模型^[23]和双占位理想混合模型^[20]。根据笔者实际运用的结果看,前者对熔浆组分活度表达过于复杂,当计算结果与实际矿物成分差别较大时无法进行调整。双占位理想混合模型导出了较为简单的熔浆活度表达式,同时只关注反应的 ΔH° 和 ΔS° ,从而得到常压下反应平衡常数与温度的简单关系^[20,24]。该模型较简单,易于使用,也可以通过误差系数的调整使计算结果与实际矿物成分较好地吻合。因此本文选择该模型进行相平衡计算。

本文选用攀枝花岩体第 II 岩相带 Z-13 样品的成分^[3]作为初始岩浆的成分,因为该样品的成分在调整前后基本没有变化(表 1)。

用双占位理想混合模型计算出的结晶顺序是:单斜辉石(1197℃)、斜长石(1186℃)、橄榄石(1129.7℃)、斜方辉石(1101.2℃)。

表 1 本计算采用的初始岩浆成分(%)

Table 1 Initial melt compositions (%) used in this calculation

样品号	SiO ₂	TiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	FeO	MnO	MgO	CaO	Na ₂ O	K ₂ O	P ₂ O ₅	H ₂ O ⁺	烧失
Z-13	46.47	2.72	14.31	4.74	6.82	0.15	6.67	13.68	2.22	0.26	0.03	0.75	1.04

3.3 晶体生长速度公式

鉴于表面成核生长机制是最普遍的晶体生长方式,本文采用 Dowty^[25]的公式计算晶体生长速度:

$$R_c = K \cdot d \cdot \exp\left(\frac{d\pi\sigma^2 V_m}{\Delta G_c RT}\right)^{\frac{1}{3}} \left[1 - \exp\left(\frac{\Delta G_c}{RT}\right)\right]^{\frac{2}{3}} \exp\left(\frac{\Delta H_{tr}}{RT}\right) \quad (9)$$

式中: R_c (m/s)为表面生长机制控制的晶体生长速度; K (s⁻¹)为综合常数,取 $3.58 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}$ ^[25]; d (m)为晶体面网平均间距,单斜辉石: $d \approx 9.57 \times 10^{-10} \text{ m}$,斜长石: $d \approx 7.96 \times 10^{-10} \text{ m}$; V_m (m³/mol)为矿物偏摩尔体积,固溶体端员矿物 V_m 查自 Helgeson 的热力学数据^[26]; H_{tr} (J/mol)为迁移活化熵,在此取 $6.27 \times 10^5 \text{ J/mol}$; ΔG_c (J/mol)为晶体-熔浆 Gibbs 自由能差, $\Delta G_c = \Delta T \cdot \Delta H_f / T_f$ (T_f :矿物熔点); ΔH_f (J/mol)为矿物熔融熵,查自 Ghiorso and Carmichael^[23]和 Helgeson^[26]; σ (J/mol)为矿物表面自由能,取 $2.2 \times 10^{-2} \text{ J/m}^2$ 。

由(9)式可看出 R_c 与结晶温度有关,本文以 R_c 最大所对应的温度为矿物的实际结晶温度(T),它与平衡结晶温度(T_i)之差为其结晶的过冷度($\Delta T = T_i - T$),同时以实际结晶温度最大的矿物为结晶矿物。这样计算虽可能不够精确,但对于判断结晶顺序是可以接受的。晶粒密度根据显微镜下统计为每立方厘米 130 颗,即这 130 个晶核长大成晶体,其它因竞争颗粒生长机制被“吞食”。

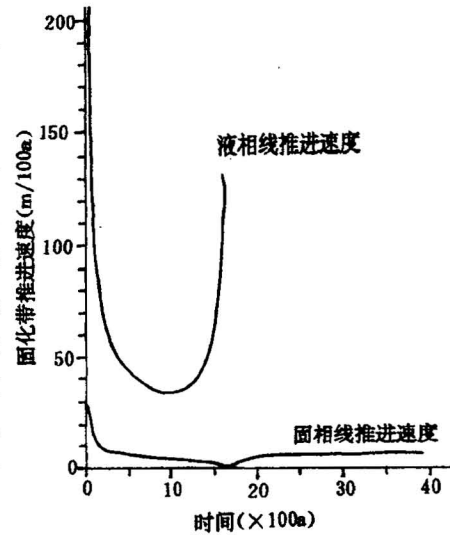
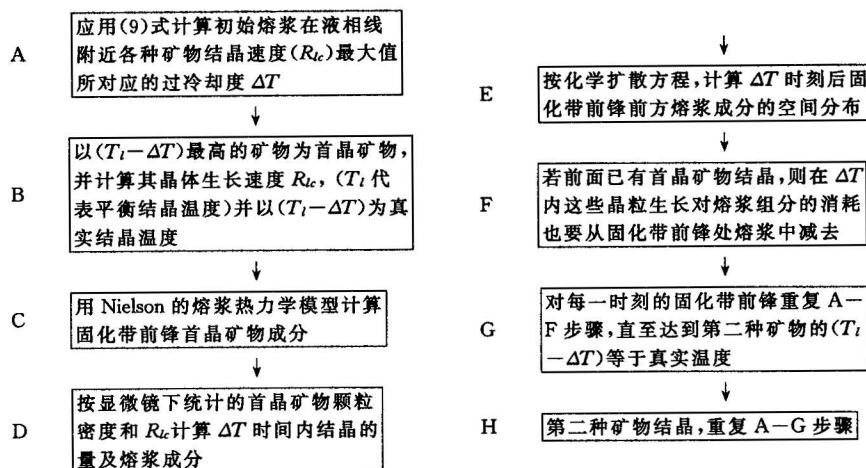


图 4 固相带前锋推进速度

Fig. 4 Advancing velocity of the front of the solidification zone

4 韵律层理形成过程模拟计算的框图

根据前述对韵律层理成因过程的定性认识和化学动力学方程的推导,本文提出的模拟计算方法,用框图表述如下:



根据前述相平衡、化学扩散、矿物生长的计算方法和上述框图,笔者编制了计算程序,对攀枝花岩体第Ⅱ岩相带韵律层理的形成过程进行了模拟计算。由于运算十分复杂繁复,所以,只对一段韵律层理的形成进行模拟,这样也保证了岩浆液相线温度和固化带前锋推进速度基本不变的计算条件。

5 计算结果

图5显示了本次计算出的第四周期辉石、斜长石结晶结束时,各自成核结晶区内每立方厘米熔浆中结晶矿物总量分布情况和前方熔浆中组分浓度分布特征,成核结晶区的宽度则因其最前锋处结晶量很小而无法表示。可以看出,单斜辉石的结晶因消耗了大量的MgO、FeO、SiO₂、CaO,因此前方熔浆中这4种组分亏损,而Al₂O₃、Fe₂O₃、TiO₂、Na₂O则富集。这种过程进行到一定程度,熔浆成分越来越不利于辉石结晶,斜长石成核结晶的条件则成熟。斜长石结晶的结果使成核结晶区前方熔浆基本恢复初始熔浆成分。其它韵律周期的情况也是这样。

图5还表明韵律层理锥形形成时辉石和斜长石结晶量均不大,所以固化带内晶体的继续生长也是不容忽视的。如果说固化带前锋的成核结晶区属于开放体系的话,固化带的其余部分则处于相对封闭的环境,不再能够与内部岩浆进行充分的物质交换。其中晶体的生长将服从竞争颗粒生长机制,以使整体Gibbs自由能最低,韵律层理会因此而得以强化。

图6显示了随着固化带前锋的推进,该处熔浆成分的变化。可以看出,每个韵律层理厚度均为10cm,与实际观察基本一致。韵律层理形成过程中,固化带前锋处熔浆成分都发生相似的周期性变化。每个韵律辉石的结晶均造成SiO₂、FeO、MgO含量向下的峰,Al₂O₃向上的峰;斜长石的结晶则使它们的含量恢复正常。同时也说明韵律层理形成过程中,岩浆的结晶分异应该是一个缓慢的过程。

毫无疑问,韵律层理的厚度应与固化带前锋推进速度及熔浆组分扩散速度有关。表2所列

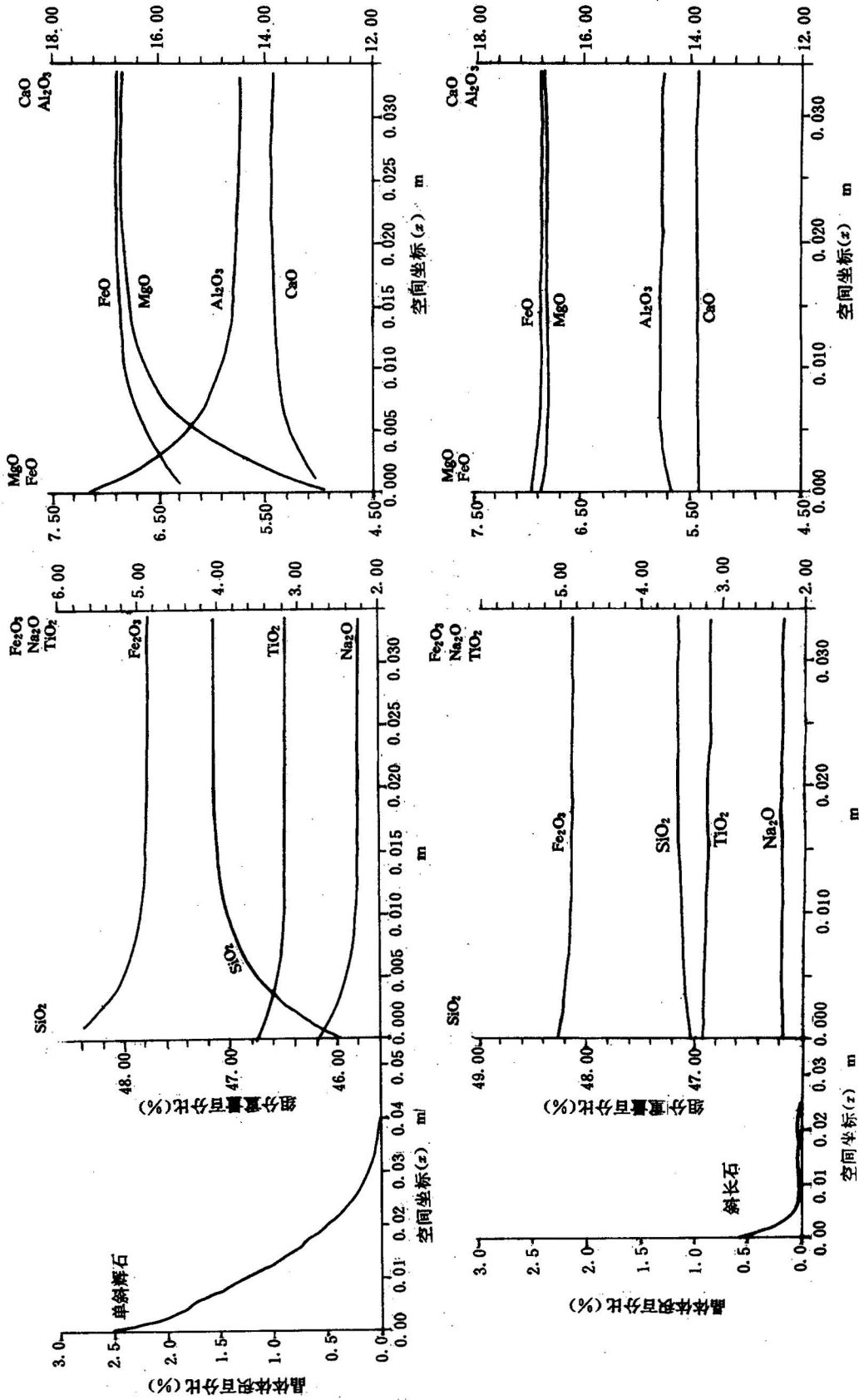


图 5 单斜辉石、斜长石结晶结束时造成的前方熔浆组分的浓度分布
 Fig. 5 Component concentrations of melt in front of solidification zone
 after the crystallization of clinopyroxene or plagioclase

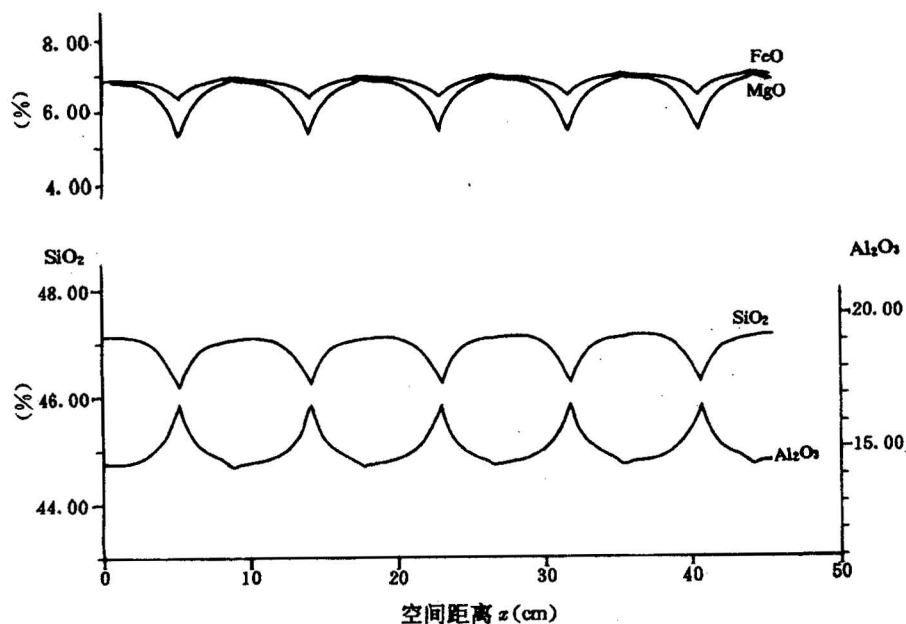


图6 固化带前锋处主要熔浆组分浓度变化

Fig. 6 Variation of the concentration of main melt components in the front of the solidification zone

结果表明,当固化带前锋推进较慢时,韵律层理厚度较薄。对攀枝花岩体而言,韵律层理不会因 v 变小而难以形成,因为 v 的最小值是0.34 m/a。当 v 增大时,韵律将变厚,当 v 达到一定值时,韵律将无法形成。这是因为当 v 超过熔浆组分扩散速度时,扩散已不再起作用。野外观察也表明,攀枝花岩体的韵律层理只较好地发育在岩体的中下部,而在上部已没有韵律层理的踪迹。

这个结果也说明,为什么韵律层理常发育在巨大的层状岩体而不是小岩体中。

6 讨论及结论

层状侵入体韵律层理是在一定过冷却条件下发生的近平衡的不可逆过程,而不是远离平衡态的过程。韵律层理的形成不同于一般化学上的自组织现象,而是一种独特的地球化学过程的产物。在这一过程中,固化带前锋处成核结晶区内某种矿物结晶造成相应熔浆组分的亏损,其它熔浆组分的富集,并因此产生“反馈”性熔浆组分扩散,这种“反馈”使固化带前锋熔浆成分交替性地满足不同矿物的成核结晶条件,而固化带前锋的不断推进,使不同矿物的交替结晶成为韵律的雏形。因此,尽管岩浆的非理想溶液性质以及扩散系数与组分的复杂函数关系都可能造成岩浆的自组织结构。但是,矿物结晶、熔浆组分扩散及固化带前锋推进3个因素的耦合才是韵律层理形成的主要机制。

很明显,当固化带前锋推进速度超过熔浆组分扩散速度时,固化带前锋熔浆成分的交替性

表2 韵律层理厚度与固化带前锋推进速度(v)的关系

Table 2 Relation between the thickness of layering and the advancing velocity of the front of the solidification zone

v (m/a)	每个韵律周期厚度及所需时间
0.32	4.84 cm(经历56天)
0.50	10 cm(经历67天时间)
0.57	10.57 cm(经历68天)
0.95	19.70 cm(经历76天)
1.58	75天之内未出现韵律

变化将无法实现,表 2 的计算结果说明了这个问题。由于小的或浅成岩浆房冷却较快,固化带前锋推进迅速,因此韵律层理常常只在较大型的侵入体中有很好的发育。随固化带前锋推进速度减缓,韵律层理趋薄,当推进速度很小时,韵律层理将无法辨认。随固化带前锋推进速度加快,韵律层理变厚,在较厚的韵律层理中有可能形成次级韵律,若推进速度过快,韵律层理将无法形成。

实际上,许多地球化学现象都与韵律层理的成因相似,比如热液矿床的分带,蚀变作用分带,某些变质分带,尽管并不都显示周期性的重复,却都与结晶或沉淀物质的补充速度、结晶速度及溶质结晶或沉淀过饱和条件的满足有关。从这个意义上讲,如果将韵律层理称为自组织结构的话,地球化学自组织应具有更广泛的意义。

本研究得到殷辉安教授和栾仕伟教授的大力帮助和指教,同时得到金景福、翟淳、李德惠、茅燕石、卫管一等教授以及本院科研处同志的帮助,在此诚致谢意。

参 考 文 献

- 1 李德惠,茅燕石. 四川攀西地区含钒钛磁铁矿层状侵入体的韵律层理及形成机理. 矿物岩石,1982,2(1):29~41.
- 2 张湘云. 中国攀西裂谷文集. 北京:地质出版社,1985.
- 3 宋谢炎. 攀枝花层状侵入体韵律层理及岩浆演化特征. 矿物岩石,1994,14(4):37~45.
- 4 Wager L R. Layered Igneous Rocks. Edinburgh: Oliver & Boyd, 1968.
- 5 Jackson E D. The cyclic unit in Layered intrusions—a comparison of repetitive stratigraphic in the ultramafic parts of the stillwater, Muskox, Great Dyke and Bushveld complexes. Sp. publ. geol. Soc. S. Africa, 1970, (1): 391~424.
- 6 Goodc A D T. Sedimentary structures and magma current velocities in the Kalka layered intrusion, Central Australia. J. Petrology, 1976, 17: 546~558.
- 7 McBirney A R, Noyes R M. Crystallization and layering of the Skaergaard intrusion. J. Petrology, 1979, 20: 487~552.
- 8 Ortoleva P. The self-organization of Liesegang bands and other precipitate patterns. Chemical Instabilities. D. Keidel Publishing company, 1984. 289~298. 329~340.
- 9 李如生. 岩浆岩中矿物组份分布的有序现象与耦散结构. 矿物学报, 1984, (4): 303~310.
- 10 王江海. 耦散结构理论与地质学研究. 地球科学进展, 1992, 7: 6~11.
- 11 Boudreau A E. Pattern formation during crystallization and the formation of fine-scale layering. Origins of Igneous Layering. D. Reidel Publishing Company, 1987. 453~471.
- 12 Yifeng Wang, Merino E. Oscillatory magma crystallization by feedback between the concentration of the reaction species and mineral growth rates. J. Petrology, 1993, 34: 369~382.
- 13 张正阶, 宋谢炎, 王玉兰, 马润则. 席状岩浆房中的岩浆冷却及动力稳定性. 岩石学报, 1996, 12(1): 1~16.
- 14 Wright T L, Okamura R T. Cooling and crystallization of tholeiitic basalt, 1965 Makaopuhi lava lake, Hawaii. US Geol. Surv. Prof. Pap., 1977, 1004: 78.
- 15 Mangan M T, Marsh B D. Solidification front fractionation in phenocryst-free sheet-like magma bodies. J. Geology, 1992, 100(5): 605~620.
- 16 Marsh B D. On convective style and vigor in sheet-like magma chambers. J. Petrology, 1989, 30: 479~530.
- 17 Campbell Z H. Some problems with the cumulus theory. Lithos, 1978, 11: 311~323.
- 18 Morse S A. Kiglapait geochemistry, I, systematics, sampling, and density. J. Petrology, 1979, 20: 555~590.
- 19 Ghiorso M S. Chemical mass transfer in magmatic processes. III. crystal growth, chemical diffusion and thermal diffusion in multicomponent silicate melts. Contrib. Mineral Petrol., 1987, 96: 291~313.
- 20 Nielson R L, Dungan M A. Low pressure mineral-melt equilibrium in natural anhydrous mafic systems. Contrib. Mineral Petrol., 1983, 84: 310~326.
- 21 李如生. 地球化学自组织现象与非平衡性和非理想性. 自然作用热力学与化学动力学. 北京: 科学技术文献出版社, 1986. 54~55.
- 22 Bottinga Y. Density calculations for silicate liquids. I. Revised method for aluminosilicate composition. Geochimica et Cosmochimica Acta, 1982, 46: 909~919.
- 23 Ghiorso M S, Cormichael I S E, Rivers M L, Sack R O. The Gibbs free energy of mixing of natural silicate liquids, an expand-

- ed regular solution approximation for the calculation of magmatic intensive variables. *Contrib. Mineral Petrol.*, 1983, 84: 107~145.
- 24 马鸿文. 结晶岩热力学概论. 北京: 地质出版社, 1993.
- 25 Dowty E. Crystal growth and nucleation theory and the numerical simulation of igneous crystallization. *Physics of Magmatic Processes*. Hargraves R B. Editor. Princeton University Press, 1980. 419~476.
- 26 Helgeson H C, Delany J M, Nesbitt H W, Bird D K. Summary and critique of the thermodynamic properties of rock-forming minerals. *Am. J. Sci.*, 1978, 278: 1~200.

Quantitative Simulation of Formation of the Rhythmic Layering in Layered Intrusions

— A Case Study of the Panzhuhua Layered Intrusion, Sichuan

Song Xieyan, Wang Yulan, Zhang Zhengjie and Ma Runze

(Center of Analysis, Chengdu Institute of Technology, Chengdu, Sichuan, 610059)

Abstract

Rhythmic layering is a special structure in layered intrusions and has long been studied by researchers of petrology, geochemistry and even chemistry. They have proposed many hypotheses to explain its formation. In this study, the authors propose a new model on the basis of synthesizing these hypotheses and results of studies of physical and chemical properties of magmas, particularly the results of studies of convections in the magmatic chamber. The authors hold that the main formation mechanism of layering is the coupling of crystallization and component diffusion of melt in the front of the solidification zone and advancement of the front itself and that this process occurs under supercooling conditions. From this view, the authors have proposed a pattern for formation simulation of rhythmic layering, built a composite calculation method whose core is chemical kinetic calculation, and performed simulation of formation of the rhythmic layering in the second facies zone of the Panzhuhua layered intrusion.

Key words: rhythmic layering; layered intrusion; quantitative simulation; supercooling; coupling; Panzhuhua; Sichuan

作者简介

宋谢炎,男,1962年7月生。1989年毕业于成都理工学院,获岩石学硕士学位。现为成都理工学院测试中心副教授,从事火成岩岩石学、岩石物理化学的研究。通讯地址:610059,成都理工学院测试中心。