

球状侵入体的散热过程及其 对干酪根的影响

杨文宽

(地质矿产部石油地质综合大队)

湘中坳陷及其周缘地带,已出露地表的侵入体相当多,出露面积大于50平方公里的中生代花岗岩类侵入体就有13个。隐伏的侵入体也不少。作者(1980)在分析了湘中地区的地质资料和地球物理资料之后曾经指出:龙山、大乘山等瘤状背斜都是“在褶皱作用形成的低幅度背斜的基础上,由岩浆的底辟作用改造而成”;牛头寨—四明山北东向凸起“可能是在祁阳弧褶皱的基础上,由岩浆底辟作用形成的串珠状背斜构成的正向单元。”¹⁾杨起和任德貽(1981)也认为龙山、四明山等背斜之下存在隐伏岩浆岩体^[1]。所有上述已出露的和未出露的侵入体,一般具有球状或近球状轮廓。作者在研究本区上古生界源岩油气生成条件的过程中,发现它们不仅明显地影响了岩体附近煤层的演化程度,也明显地影响了岩体附近源岩的油气生成过程。

本文试图利用作者提出的“岩浆作用指数”(magmatism index, MI)这样一个指标,从定量的水平上探讨一下球状侵入体在结晶和冷却过程中所释放的热能(即所谓岩浆余热)对围岩所含干酪根演化进程的影响。在讨论这个主要问题之前,有必要讨论一下球状侵入体的散热机理和散热过程。由于篇幅有限,其他形状的侵入体以及非侵入性的球状深成岩浆岩体的散热问题,本文无法一并讨论。

一、球状侵入体的散热过程

侵入到围岩中的球状岩浆体以及由它们冷凝而成的球状岩浆岩体和球状岩浆、岩浆岩共存体,本文统称之为球状侵入体。球状侵入体主要是花岗质深成侵入体。人们对花岗质侵入体的成因和定位方式迄今尚未获得一致的认识^[2,3,4]。一种有代表性的观点是:花岗质岩浆既可能由于地幔熔融物质的分异而产生,也可能由于地壳局部重熔而产生;这些岩浆以类似盐丘形成机制的机制(底辟作用机制)在地壳内部适当的深度定位、成岩;由一次侵入作用形成的岩体的个体体积有一定的限度,其露头轮廓一般近于圆形^[4]。

影响球状侵入体散热过程的因素复杂而多变。例如围岩的热导率,不仅与围岩的矿物成分、固结程度等等岩石学特征有关,而且还随温度、方位、压力和水含量等条件的变化而变化^[5]。试图在全面考虑所有各项影响因素的前提下进行侵入体散热过程的有关计算,计算方法势必异常复杂,而复杂的计算过程并不见得一定能够产生精确的计算结

1) 杨文宽, 1980, 一九八〇年工作小结,

果。因此,在讨论侵入体的散热问题时,无宁忽略某些影响因素,采用比较简单的地质模型。

E. Mundry (1968) 就采用了这样一些假定:假定岩浆有一个确定的凝固点,假定侵入体和围岩的热扩散率都是常数而且相等,假定围岩的初始温度顺水平方向和深度方向都没有变化,假定侵入体在较大深度生成因而可以把围岩看成是空间上无限广延的岩石实体,假定由侵入体和围岩组成的传热体系中不发生对流传热过程和辐射传热过程,也不发生放射性元素生热过程,而且由侵入体传导给围岩的热能仅用于改变围岩的温度而不转化为其他形式的能量^[6]。

应该认为,正如在进行地应力场的粗略计算时可以把地质体看成是理想弹性体一样,上述各项假定可以被人们接受。本文也将在采用这些假定的前提下讨论侵入体散热问题。为了叙述上的方便,下文将首先讨论岩浆全部结晶之后的散热过程,然后讨论岩浆全部结晶之前的散热过程。

1. 岩浆全部结晶之后的散热过程

球状岩浆体的结晶过程,是从它的表层开始的。当侵入体的球心也已结晶成岩浆岩的时候,即当球心温度已下降到凝固点 T_b 的时候,侵入体的结晶过程就结束了。继之而来的是球状岩浆岩体(固体)的散热过程(在此之前是球状岩浆体和球状岩浆、岩浆岩共存体的散热过程,液体和液、固共存体的散热过程)。

如果我们用符号 t_b 表示侵入体结晶过程的终点时刻,那么 t_b 时刻以后的传热体系仅由球状岩浆岩体和围岩组成,是一个纯固态的传热体系,一个没有热源(由于侵入体不再释放凝固热)的传热体系。根据上文关于地质条件的假定,对于这样一个传热体系,无疑可以采用“固态球体在固态无限介质中冷却”这样一个物理模型来模拟它的温度场的变迁。把傅里叶(J. Fourier)热传导定律作为一项基本假设,不难推导出适用于这一物理模型的热传导方程¹⁾。

$$a^2 \left(2 \frac{\partial T}{\partial r} + r \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right) = r \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\text{即} \quad a^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rT) = \frac{\partial}{\partial t} (rT). \quad (2)$$

式中: a^2 为热扩散率, T 为温度, t 为时间, r 为传热体系中任意一点 P 同侵入体球心的距离。

解答这个偏微分方程的困难在于:由于我们所讨论的传热过程是古老地史时期发生的地质事件,因而我们对传热体系在 t_b 时刻的温度分布情况一无所知,对球心温度或球表面温度随时间而变化的规律也不甚了解。换言之,我们无法确定初始条件和边界条件的数学表达式。但是,我们仍然能够提出另外一些定解条件。

由于侵入体传导给围岩的热能不转化为其它形式的能量而仅用于改变围岩的温度(参见上文),由于 t_b 时刻以后侵入体不再释放凝固热,所以 t_b 时刻以后传热体系的自由热能总量 Q 不会随时间的流逝而改变。即是说,下式成立:

1) 杨文宽, 1983, 由侵入体和围岩组成的传热体系中温度分布同时间的关系。全国数学地质学术讨论会论文。

$$Q = 4\pi c\rho \int_0^{\infty} (T - T_0) r^2 dr = \text{常数}, (t \geq t_b). \quad (3)$$

式中: ρ 为传热体系岩石的密度(常数), c 为岩石的比热(常数), T_0 为围岩的初始温度, T 为同侵入体球心的距离为 r 的任意一点 P 的温度, 而 $T - T_0$ 为 P 点的相对温度。

其次, 我们也可以断言: 在 t_b 之后的任何时刻, 侵入体球心的温度总是高于传热体系其它部位的温度; 距侵入体足够远(在数学上可以看作是无限远)以致事实上不受岩浆余热影响的围岩, 会始终保持其初始温度 T_0 。这一判断可表述为:

$$(T - T_0)_{r=0} > (T - T_0)_{r>0}, \quad (4)$$

$$(T - T_0)_{r \rightarrow \infty} = 0. \quad (5)$$

此外, 根据上文关于 t_b 的定义, 可知球心在 t_b 时刻的温度恰为 T_b :

$$(T - T_0)_{r=0} = (T_b - T_0), (t = t_b). \quad (6)$$

考虑到式(3)、(4)、(5)和(6), 作者获得了方程(1)或(2)的解答如下:

$$T - T_0 = (T_b - T_0) \omega \exp(-r^2 \omega^2 / m^2 R^2), \quad (7)$$

$$t - t_b = m^2 R^2 (\omega^{-2/3} - 1) / 4a^2, \quad (8)$$

$$\omega = \left[\frac{1}{1 + 4a^2 (t - t_b) / m^2 R^2} \right]^{3/2}, \quad (9)$$

$$m^3 = \frac{Q}{\pi^{3/2} c\rho (T_b - T_0) R^3}. \quad (10)$$

考虑到 t_b 时刻以后传热体系的自由热能总量 Q 等于侵入体的初始自由热能总量与侵入体凝固热总量之和:

$$Q = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho [(T_a - T_0) c + L], \quad (11)$$

式(10)又可写成:

$$m^2 = \left[\frac{4 (T_a - T_0 + L/c)}{3 (T_b - T_0) \pi^{1/2}} \right]^{2/3}. \quad (12)$$

这里的 R 是侵入体的半径, m 是一个没有量纲的常数, L 是岩浆的凝固热, π 是圆周率, T_a 是侵入体的初始温度(即尚未释放热量的岩浆球的温度), $t - t_b$ 是以侵入体结晶作用终点时刻 t_b 为起算点的一段时间, ω 是侵入体全部结晶之后球心瞬时相对温度与 t_b 时刻球心相对温度之比:

$$\omega = \omega(0, t) = (T - T_0)_{r=0} / (T_b - T_0), (t \geq t_b). \quad (13)$$

利用式(9)可以算出任何时刻的 ω 值, 利用式(8)可以算出 ω 由1(t_b 时刻 $\omega=1$)降到任意数值(小于1的正数)所需要的时间 $t - t_b$, 而利用式(7)可以算出距侵入体球心任意距离 r 处的瞬时相对温度 $T - T_0$ 。尽管本文采用的关于地质条件的假设与E. Mundry相同(参见上文), 本文所提供的关于计算温度分布与冷却时间的公式却比E. Mundry提供的公式^[5]简单得多, 用起来相当方便。

限于篇幅, 本文无法详细讨论有关参数的取值问题。如果 R 、 r 均以公里为单位, t 以万年为单位($1\text{万年} \approx 3.16 \times 10^{11}$ 秒), $T_a - T_0$ 取值 1000°C , $T_b - T_0$ 取值 800°C ,

L/c 取值 400°C , a^2 取值 0.009 平方厘米/秒,那么上文关于计算温度和时间的公式以及上文尚未列出的求围岩中任意一点可能获得的最高相对温度 $(T-T_0)_{\max}$ 的公式,可分别具体化如下:

$$\omega = \left[\frac{1}{1 + 0.948 (t-t_b)/R^2} \right]^{3/2}; \quad (14)$$

$$t-t_b = 1.055 \left(\frac{1}{\omega^{2/3}} - 1 \right) R^2; \quad (15)$$

$$T-T_0 = 800\omega \exp \left[-\frac{\omega^{2/3}}{1.20} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]; \quad (16)$$

$$T-T_0 = 800 \left[1 + 0.948 \left(\frac{t-t_b}{R^2} \right) \right]^{-3/2} \exp \left[-\frac{(r/R)^2}{1.20 + 1.14 \left(\frac{t-t_b}{R^2} \right)} \right] \quad (17)$$

$$(T-T_0)_{\max} = \frac{432}{(r/R)^3}, \quad (r > 1.34R); \quad (18)$$

$$(t-t_b)_{\max} = \left[0.586 \left(\frac{r}{R} \right)^2 - 1.055 \right] R^2. \quad (19)$$

这里的 $(t-t_b)_{\max}$ 表示与 $(T-T_0)_{\max}$ 相对应的时间,围岩中任意一点在 t_b 时刻之后经历 $(t-t_b)_{\max}$ 这么长一段时间而获得温度极大值 $(T-T_0)_{\max}$ 。需要说明的是,式中 0.948 、 1.14 、 1.055 和 0.586 都是有量纲的量,前二者的单位都是平方公里/万年,后二者的单位都是万年/平方公里。

根据式(14)至(19)算得的具体结果见表1、图1和图2。表1和图2中的 $(t-t_b)/R^2$ 简记为 τ 。 τ 以万年/平方公里为单位, τ 乘上侵入体半径 R (公里)的平方,才是以 t_b 时刻为起算点的冷却时间(万年)。

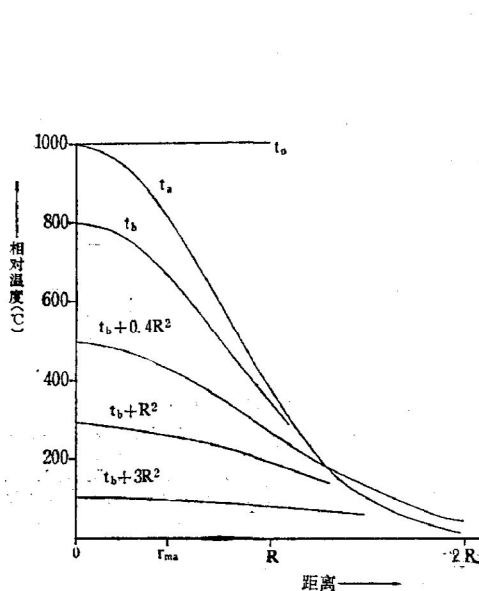


图1 不同时刻的相对温度分布
R以公里为单位, R^2 的系数以万年/平方公里为单位。

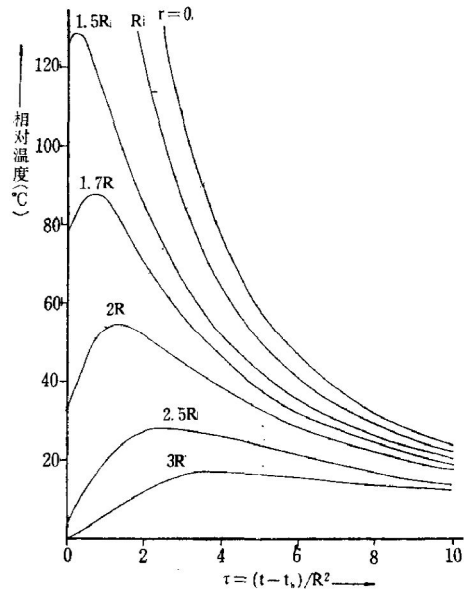


图2 相对温度同时间的关系
横坐标 τ 以万年/平方公里为单位, τ 乘上侵入体半径 R (公里)的平方,等于以 t_b 时刻为起算点的时间 $t-t_b$ (万年)。

表1 岩浆全部结晶以后相对温度的分布*

τ	$\frac{T-T_0}{\omega}$	r	0	R	1.3R	1.5R	1.7R	2R	2.5R	3R
0	1.000		800	348	196	123	72	29	4	0
0.2	0.771		617	306	189	128	82	37	8	1
0.5	0.560		448	254	172	125	87	47	13	3
1	0.389		295	192	143	112	86	53	20	6
2	0.204		163	122	100	85	71	51	27	12
3	0.133		107	86	74	65	57	45	27	15
4	0.096		77	64	57	52	47	38	26	16
5	0.073		58	50	45	42	38	33	24	16
6	0.058		46	41	37	35	32	28	21	15
7	0.048		38	34	32	30	28	25	19	14
8	0.040		32	29	27	26	24	22	17	13
10	0.030		24	22	21	20	19	17	14	12
15	0.017		14	13	13	12	12	11	10	8
20	0.011		9	9	8	8	8	8	7	6
30	0.006		5	5	5	5	5	4	4	4
40	0.004		3	3	3	3	3	3	3	3
60	0.002		1.8	1.8	1.8	1.8	1.7	1.7	1.7	1.6
200	0.000		0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3

* $\tau = (t - t_b) / R^2$ 的单位为万年/平方公里, R和r的单位为公里, T和 T_0 的单位为 $^{\circ}\text{C}$ 。

2. 岩浆全部结晶之前的散热过程

侵入到围岩中的球状岩浆体的降温过程, 是从球的表面开始的。在岩浆球球心开始降温的时刻 t_a , 原来那个半径为R的岩浆球, 其厚度为 $R - r_m$ 的外层已经结晶成岩浆岩了, 所有各点的温度均低于 T_b ; 只有半径为 r_m 的内核仍由岩浆构成, 所有各点的温度均高于 T_b (图1)。因此, 从 t_a 到 t_b , 即从侵入体球心开始降温到侵入体结晶完毕这段时间内, 传热体系是一个由岩浆、岩浆岩和围岩组成的液相—固相传热体系。在 t_a 至 t_b 这段时间内, 岩浆内核与岩浆岩外壳的分界面 (其几何形态是半径为 r_m 的球面) 由于结晶而释放凝固热, 而这个温度恰为凝固点 T_b 的界面是逐渐向球心方向移动的, 其半径 r_m 是逐渐缩小的 (到了 t_b 时刻, $r_m = r_{mb} = 0$)。

由此可见, 在 t_a 至 t_b 这段时间内, 传热体系中的自由热能总量 Q' 不是常量而是一个由 r_m 决定的量, 一个随时间而变化的量:

$$Q' = \frac{4}{3} \pi \rho \left[(T_a - T_0) c R^3 + (R^3 - r_m^3) L \right] \quad (20)$$

但是, 这段时间内传热体系的温度场毕竟不同于具有均匀分布热源的温度场; 除了

岩浆内核与岩浆岩外壳分界面上的点即 $r=r_m$ 的点之外,式(1)或(2)对传热体系中所有其它的点仍然是适用的。因此,在粗略估算的水平上,我们可以只考虑如何满足式(20)的要求而忽略 Q' 之所以变化的原因,用下式来描述传热体系 t_a 时刻的温度分布(推导过程繁琐,从略):

$$T - T_0 = 1000 \exp \left[-0.986 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], \quad (t = t_a) \quad (21)$$

式(21)满足式(20)的要求,根据式(21)算得的结果列于表2。

表2 岩浆球心开始降温时刻(t_a)的温度分布

r	0	0.476R	R	1.3R	1.5R	1.7R	2R	2.5R	3R
$T - T_0$ (°C)	1000	800	373	189	109	58	19	2	0

现在我们对 $t_b - t_a$ 这段时间的长短作一估计。式(17)等号两端分别对 t 取导数,可求得 $t \geq t_b$ 条件下传热体系中任意一点的温度变化速率。在 t_b 时刻, $r=0$ 处即侵入体球心的温度变化速率为 $-1138R^{-2}(\text{°C}/\text{万年})$ 。由于 t_b 时刻以前的降温速率肯定比这个数值(指绝对值)还大,因此可以推知球心相对温度由 1000°C 降到 800°C 所经历的时间 $t_b - t_a$,将小于 $(1000 - 800)/1138R^{-2} \approx 0.18R^2$ 万年(这里的 R 以公里为单位,0.18以万年/平方公里为单位)。这个数字比起侵入体球心温度从 T_b 降到接近于 T_0 所经历的时间来,是微不足道的。

二、岩浆余热对干酪根演化进程的影响

1. 岩浆作用指数

大多数石油地质学家承认沉积岩中的干酪根是石油和天然气的主要来源,并且有不少的有机地球化学家直接或间接地承认干酪根的热降解过程服从一级反应定律。这个定律可表述为:

$$V = -\frac{dM}{dt} = KM \quad (22)$$

式中各符号的一般性意义: M 为反应物的瞬时剩存量(或瞬时浓度), V 为反应速率, K 为反应速率因数, dt 为时间的微分。

应该特别指出的是,在具体运用式(22)来讨论干酪根的热降解过程时,不同作者之间可能存在颇为重要的分歧。例如,式(22)中的反应物 M ,有些作者用来指干酪根的可降解部分(这一部分干酪根由碳、氢、氧等元素组成,B. P. Tissot等称之为genetic potential of kerogen^[6]),有些作者用来指干酪根所含碳元素的可降解部分(即有潜力碳^[7]),此外还有少数作者用来指全部干酪根(这是值得商榷的)。

反应速率因数 K 可由阿仑尼乌斯公式确定:

$$K = Ae^{-E/R_0 T'} \quad (23)$$

式中: R_0 为通用气体常数(1.9865卡/摩尔·开), T' 为绝对温度(开), E 为活化能, A 为频率因数。根据作者的初步估算,干酪根有潜力碳整个热降解过程的表现活化能约为15950卡/摩尔^[7],表现频率因数约为 $1.45 \times 10^5/\text{万年}$ 。

由图2可知,距侵入体球心 $1.5R$ 公里以上的围岩,其相对温度 $T-T_0$ 不会超过 128°C 。这就是说,如果围岩的初始温度 T_0 为 60°C ,则 $r \geq 1.5R$ 的围岩,其温度 T 只能在 60°C 至 188°C 的范围内变化。如果表观活化能取值 15950 卡/摩尔是正确的,那么,当围岩温度由 60°C 增到 188°C 时,表观反应速率因数将由 $3.43 \times 10^{-11}A$ 增到 $2.75 \times 10^{-8}A$ 。平均说来,温度升高 1°C ,表观反应速率因数增到 1.054 倍(温度升高 10°C 则增到 1.686 倍)。如果围岩初始温度为 100°C ,则 $r \geq 1.5R$ 处的温度变化于 100°C 至 228°C 之间,相应的 K 值变化于 $4.53 \times 10^{-10}A$ 至 $1.10 \times 10^{-7}A$ 之间。平均说来,温度升高 1°C ,表观反应速率因数增到 1.044 倍(温度升高 10°C 则增到 1.536 倍)。

如果我们根据上文的估算而假定温度升高 1°C 则表观反应速率因数增到 1.05 倍,那么,温度为 T 时的表观反应速率因数 K 与温度为 T_0 时的表观反应速率因数 K_0 之间的关系为:

$$K = 1.05^{T-T_0} K_0. \quad (24)$$

式中的 $T-T_0$ 是 $(T-T_0)/1^\circ\text{C}$ 的简写,因而是一个没有单位的量。

此外,从表1可知,当 $(t-t_b)/R^2=60$ 万年/平方公里,即当侵入体球心结晶之后 $60R^2$ 万年时(注意: R 以公里为单位,60以万年/平方公里为单位),由岩浆岩和围岩组成的传热体系中所有各点的相对温度 $T-T_0$ 都不大于 2°C (即实际温度 T 都不比围岩初始温度 T_0 高 2°C),可以认为侵入体已经彻底冷却了。现在我们用符号 t_c 来表示这一时刻,

$$t_c = t_b + 60R^2. \quad (25)$$

如果指定岩浆刚侵入到围岩之中而尚未释放热能的时刻为 $t_0=0$,并以符号 M_0 表示 t_0 时刻单位体积围岩中干酪根有潜力碳的数量,符号 M_c 表示 t_c 时刻单位体积围岩中干酪根有潜力碳的剩存数量,那么由式(22)和(24)可知:

$$\ln \left(\frac{M_c}{M_0} \right) = -K_0 \int_{t_0}^{t_c} 1.05^{T-T_0} dt. \quad (26)$$

$$\text{记} \quad \alpha_c = M_c/M_0, \quad (27)$$

$$\theta = \int_{t_0}^{t_b} 1.05^{T-T_0} dt + \int_{t_b}^{t_c} 1.05^{T-T_0} dt, \quad (28)$$

$$\text{则} \quad \alpha_c = e^{-K_0 \theta}. \quad (29)$$

式(28)适用于围岩中任何地点。离侵入体足够远(在数学上可以看作是无限远)的那些地方,从 t_0 时刻到 t_c 时刻,其温度 T 实际上一直等于围岩初始温度 T_0 。记这些地方的 θ 值为 θ_0 , α_c 值为 α_0 ,则由式(28)和(29)可知:

$$\theta_0 = t_c - t_0 = t_c, \quad (30)$$

$$\alpha_0 = e^{-K_0 \theta_0} = e^{-K_0 t_c}. \quad (31)$$

由于 α_c 表示围岩中任意一点 P 的干酪根有潜力碳剩存率(相对于 t_0 时刻有潜力碳数量的剩存率),而 α_0 表示围岩中未受岩浆余热影响的干酪根的有潜力碳剩存率,故剩存率比值:

$$\eta = \alpha_c/\alpha_0 = e^{-K_0(\theta-\theta_0)} \quad (32)$$

反映岩浆余热对于干酪根演化进程的影响程度。作者建议把 $\theta - \theta_0 = \theta - t_c$ 命名为“岩浆作用指数”，简写为“MI”。

可以证明，甚至可以从图2直观地看出，对于距侵入体球心 $\geq 1.5R$ 公里的干酪根来说，式(28)等号右端第一个定积分的值，要比第二个定积分小得多。

表3列出了对应于不同 r 值的岩浆作用指数值。这些MI值是根据表1和表2数据用数值积分方法求得的 ($t_b - t_a$ 值估计为 $0.14R^2$ 万年, $t_a - t_0$ 值估计为 $0.10R^2$ 万年)。由式(28)和(30)可知，岩浆作用指数实质上是一个时间概念，单位为万年。我们说“ $r=2R$ 处的MI为 $70R^2$ ”，就是说在离侵入体球心两倍半径处的干酪根在 $t_0 \approx 60R^2$ 万年内由于受岩浆余热的影响而最后达到的演化水平，相当于温度始终为 T_0 的、未受岩浆余热影响的干酪根经过 $60R^2 + 70R^2$ 万年达到的演化水平。由于侵入体的冷却时间与 R^2 成正比，所以MI也与 R^2 成正比。

表3 岩浆作用指数(MI)

r (公里)	1.3R	1.5R	1.7R	2R	2.5R	3R
MI(万年)	$92 \times 10^2 R^2$	$71 \times 10 R^2$	$20 \times 10 R^2$	$70 R^2$	$33 R^2$	$21 R^2$

2. 具体的计算结果

(1) 围岩初始温度为 60°C 在围岩初始温度为 60°C 的条件下，那些远离侵入体因而没有受到岩浆余热影响的干酪根，如上文所述，其有潜力碳热降解过程的表现反应速率因数 K_0 仅约 $3.43 \times 10^{-11} \text{A}$ 。如果 $A < 10^6/\text{万年}$ (参见上文)，则在几千万年内，干酪根基本上没有什么变化。这就是说，对这些未受岩浆余热影响的干酪来说，其所含潜力碳在侵入体“彻底”冷却时刻 t_0 的剩存数量同岩浆侵入时刻 t_b 的数量之比，即剩存率 α_0 ，非常接近于1。至于离侵入体较近的围岩中的干酪根受岩浆余热影响的程度究竟如何，不仅取决于它们同侵入体球心的距离 r ，而且取决于侵入体的半径 R 。

若侵入体半径 R 仅1公里，那么在距侵入体球心 $1.5R = 1.5$ 公里处，岩浆作用指数为 7.1×10^2 万年，干酪根有潜力碳的实际剩存率 α_c 与未受岩浆余热影响的干酪根的有潜力碳剩存率 α_0 之比 η 为 $\exp(-710K_0)$ 。如果 $A < 10^6$ ，则 $K_0 < 3.43 \times 10^{-5}$ ， $\eta > 97.6\%$ 。由此可见，离侵入体球心仅1.5公里的干酪根所受岩浆余热的影响，完全可以忽略不计。

如果 $R = 5$ 公里，那么在距侵入体球心 $1.5R = 7.5$ 公里处，岩浆作用指数约为 1.8×10^4 万年。若 A 可取值 $1.45 \times 10^5/\text{万年}$ ，则 η 为92%。这就是说，由于岩浆余热的影响，距侵入体球心7.5公里处的干酪根在岩浆侵入之后 $60R^2 = 1500$ 万年，其有潜力碳的剩存率只相当于 α_0 的92%。但在距侵入体球心 $1.7R = 8.5$ 公里处，岩浆作用指数仅 5.0×10^3 万年， $\eta = 98\%$ ，干酪根的演化进程实际上已经不受岩浆余热的影响了。

(2) 围岩初始温度为 100°C 在围岩初始温度 T_0 为 100°C 的条件下，若 E 取值15950卡/摩尔、 A 取值 $1.45 \times 10^5/\text{万年}$ 是正确的，则 $K_0 = 6.6 \times 10^{-5}/\text{万年}$ 。对那些远离侵入体因而未受岩浆余热影响的干酪根来说，若侵入体半径 R 小于5公里，则在 $60R^2 < 1500$ 万年后的有潜力碳剩存率 α_c 不低于90%。

表4列出了对应于不同 R 值和不同 r 值的剩存率比值 $\eta = \alpha_c/\alpha_0$ 。表列数值表明，若侵入体半径大于1公里，则在离侵入体球心 $1.3R$ 公里的地方，岩浆余热会使干酪根彻底降

解。若侵入体半径小于5公里，则在离侵入体球心2倍半径处，干酞根已经不受或基本上不受岩浆余热的影响了。若侵入体半径大达10公里，那么在距侵入体球心3倍半径即30公里的地方，干酞根才基本上不受岩浆余热的影响。

表 4 围岩初始温度为100℃条件下干酞根有潜力碳的剩存率比值*

$\frac{r}{R}$	1.3R	1.5R	1.7R	2R	2.5R	3R
1	0.55	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00
2	0.09	0.83	0.95	0.98	0.99	0.99
3	0.00	0.66	0.89	0.96	0.98	0.99
4	0.00	0.48	0.81	0.93	0.97	0.98
5	0.00	0.32	0.72	0.89	0.95	0.97
10	0.00	0.01	0.27	0.63	0.81	0.87

* 表中R和r均以公里为单位

三、误差分析及其它

1. 关于 $T-T_0$ 误差的分析

如果本文所取 T_b 值低于岩浆实际凝固点，这并不会影响 t_b 时刻以后围岩相对温度 $T-T_0$ 的计算结果。这是由于：当所取 T_b 值低于实际凝固点时，不会造成 Q 的误差，从而不会影响式(12)的正确性；利用式(12)和(13)从式(7)中消去 m 和 ω ，也就同时消去了 T_b-T_0 。

围岩初始温度 T_0 值本身取得偏大还是偏小，也不影响围岩相对温度 $T-T_0$ 计算结果的准确度，因为 $T-T_0$ 与 T_a-T_0 、 T_b-T_0 有关而不是直接与 T_0 有关。

影响围岩相对温度计算结果准确度的因素主要是 T_a-T_0 值和 L/c 值，以及侵入体的形状。

如果侵入体的轮廓与球体相差甚远，那么本文计算温度分布的所有公式都不适用。侵入体的轮廓愈接近球形，半径愈小，则根据本文公式算得的 $T-T_0$ 值愈接近真实情况。

L/c 值通过 m 值而影响 $T-T_0$ 的计算结果。但从式(12)可知，即使实际的 L/c 值不是本文所取的400℃而是300℃或500℃， m^2 的误差绝对值不超过0.06，由此产生的 $r>1.5R$ 和 $r>1.7R$ 的围岩相对温度 $T-T_0$ 的误差绝对值不会超过12℃和5℃。

T_a-T_0 值对 $T-T_0$ 的影响与 L/c 相似。在现代火山口实测到的岩熔温度，自850℃至1250℃不等^[6]，变幅甚大。本文假定 T_a-T_0 为1000℃，这是合理的，但是，对某个具体的侵入体来说，如果 T_a-T_0 实际上不是1000℃而是900℃或1100℃，那么根据式(16)算得的 $T-T_0$ 值，在 $r>1.5R$ 时有绝对值不超过12℃的误差，在 $r>1.7R$ 时有绝对值不超过5℃的误差。但是，正如 L/c 对 $T-T_0$ 的影响一样， r 愈大，或 ω 愈小，则 $T-T_0$ 误差的绝对值愈小。

还要指出的是，即使所取 T_a-T_0 值和 L/c 值都与客观实际不符，只要总和 (T_a-T_0)

+L/c没有误差,则m没有误差,由式(7)算得的 $T-T_0$ 值也没有误差。

总而言之,如果承认本文所采用的地质模型是合理的,那就可以承认,本文关于围岩相对温度的计算结果,准确度相当高。

2. 关于 η 和MI误差的分析

影响 $\eta=\alpha_0/\alpha_0$ 值准确度的因素主要是 K_0 值的准确度,而 K_0 值是否准确,又与 T_0 、A、E等值是否取得合适有关。因此,针对某一个具体侵入体的围岩而算出的对应于不同 r/R 值的 η 值是否准确,比较难于判断。

但岩浆作用指数(MI)与 η 大不相同。只要“温度升高1℃则表观反应速率因数增到1.05倍”这一假定是合适的, $T-T_0$ 值的计算结果是准确的,那么所算出的MI值就只含有数值积分方法引起的误差而不具有由其它因素引起的不确定性。因此,MI值不失为衡量岩浆余热对干酪根演化进程影响程度的一个有实用价值的指标。

3. 岩浆余热影响有机质演化程度的实例

利用本文方法算得的 η 值,是干酪根有潜力碳在 t_0 时刻的剩存率之比,而不是现代的剩存率之比。这两个数值并不相同,因为在球状侵入体已经“彻底”冷却时,干酪根的演化进程却没有结束。但是,现代实测到的离侵入体不同距离的有机质在地球化学特征方面的差异,包括有潜力碳剩存率的差异,仍然可以作为岩浆活动曾经影响到有机质演化进程的证据。

湖南天龙山花岗岩体,同位素年龄约2.1亿年,轮廓近球形,半径约5公里,出露面积约65平方公里。作者等曾经在这个侵入体附近的下石炭统露头上采集过14块实验样品(岩石和煤)。考虑到下石炭统露头紧邻侵入体处有矽卡岩,可推测所采样品在侵入体形成时期的埋藏深度不超过3公里(矽卡岩的形成深度一般为几百米至两三公里^[6])。进一步根据本区下石炭统至下三叠统的厚度估算,这些样品在岩浆侵入时刻的埋藏深度应在2.8公里左右。因此,对这些样品来说,在估算岩浆余热影响时可以采用“围岩初始温度 $T_0 \approx 100^\circ\text{C}$ ”的假设。

实验结果表明,距岩体露头边界0.5公里(距球心约1.1倍半径)的测水组无烟煤,镜质体反射率 $\bar{R}_{\max} = 9.5\%$,可燃基H/C(原子比)=0.07,已有一部分变质为石墨。距岩体露头边界2.1公里(距球心约1.4倍半径)的测水组无烟煤, $\bar{R}_{\max} = 7.3\%$,可燃基H/C=0.11。距边界3.1公里(距球心约1.6倍半径)的下石炭统灰岩干酪根,H/C=0.21。距边界4.3公里(距球心约1.8倍半径)的下石炭统灰岩干酪根,H/C=0.32。而在湘中坳陷远离侵入体的地区,下石炭统灰岩干酪根的H/C值平均为0.37。这些实验资料,同表4所列计算结果是协调的。

本文讨论的问题,是地质矿产部第五石油普查勘探指挥部和石油地质中心实验室共同承担的“湘中地区中泥盆统至下石炭统生油气量估算”这一课题(负责人杨文宽、陈正辅)的研究内容之一。作者衷心感谢陈正辅、唐飞龙、罗养臣、叶宗汉、邱蕴玉、曹淑韵、鲁国生等同志以及湖南煤田地质勘探公司实验室、江西煤田地质科学研究所等单位在野外工作中和实验工作中给予的支持和指教。

(收稿日期 1983年2月7日)

参 考 文 献

- [1] 杨 起、任德貽, 1981, 中国煤变质问题的探讨。煤田地质与勘探, 第1期。
- [2] 李春昱, 1981, 从板块构造研究中国地热。全国地热学术会议论文选集, 科学出版社。
- [3] 李统锦等, 1981, 西藏南部花岗岩类熔化实验的初步研究。地球化学, 第3期。
- [4] W·S·皮切尔, 1979, 花岗质岩浆的性质、上侵和定位。洪大卫译, 1982, 国外地质科技, 第7期。
- [5] O·卡普迈耶、R·海涅尔, 1974, 地热学及其应用。北京大学地质学系地热研究室译, 1981, 科学出版社。
- [6] Tissot, B. P., Welte, D. H., 1978, Petroleum formation and occurrence. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- [7] 杨文宽, 1981, 油气定量预测方法的探讨。石油与天然气地质, 第2卷, 第2期。
- [8] 南京大学地质系岩矿教研室, 1978, 结晶学与矿物学。地质出版社。
- [9] Durand, B. (ed.) et al, 1980, Kerogen. Graham and Trotman Ltd., London.

HEAT-RELEASING PROCESS OF SPHERICAL INTRUSIVE BODIES AND THEIR INFLUENCE ON KEROGEN

Yang Wenkuan

(Comprehensive Research Institute of Petroleum Geology,
Ministry of Geology and Mineral Resources)

Abstract

In China, the spherical intrusive bodies are wide distributed and have obvious influences on the evolution processes of organic matters in some sedimentary basins.

Adopting such a physical model as the "cooling of spherical body in infinite solid medium", and taking the Fourier's heat-conduct law as a basic hypothesis, the heat-conduct equation for heat-releasing process after magma crystallization and its solution have been obtained by the author. On this basis, the temperature distribution equation of coexistent bodies of magma and igneous rock have also been discussed.

If the symbol α_c shows the residual ratio of available kerogen at any point P in surrounding sedimentary rocks, α_0 is that of kerogen which is far from intrusive body and have not been influenced by magmatic heat, then the ratio $\eta = \alpha_c / \alpha_0 = \exp[-K_0(\theta - t_c)]$ may indicate the extent of influence of magmatic heat on the evolution of kerogen. Here, K_0 is the factor of reaction rate depended on Arrhenius formula, and $\theta - t_c = \theta - \theta_0$ is the magmatism index (MI).

The geochemical data collected show that the method for evaluating the influence on kerogen proposed in this study is helpful to quantitative prediction of thermal evolution of organic matters.