岩、磁鉄矿等都是生长在一起，并且共同被中下古生代花崗岩所侵入。而多螢石、多稀土金屬的原因，与深層的岩浆似乎也有密切的关系。再在此花崗岩中尚有很多閃石閃长岩的俘擄体，可能与超基性岩也有关系。在白云山脉南部到处都有大片的黑云母花崗岩，明显地侵入到中下古生代地層內，可是在石炭紀和以后的砂岩內沒有花崗岩和接触变質的痕迹（阿木山与他接触的是前震旦紀花崗岩）。另外还有不少脉岩，年代有早有晚，茲不贅叙，然而值得提及的是在固陽西北有大片类似白堊紀的噴發流紋岩和中新世的玄武岩。

关于热液作用，主要的是白云鄂博类型的热液交代鉄矿床，上文已經提及与超基性岩有关，所以就不再叙。

至于該区的地質构造，白云山脉，根据地層、岩浆活动、热液作用等表明有显著的加里东运动，因此白云山脉的地質可以代表陰山山脉以北的地質，并且可以跟祁連山对比，也可以說是圍繞在中华地盾外方的地槽带。这样，白云山脉和陰山山脉之間地带是中华地盾和蒙古高原南部加里东地槽的分界綫，两区地質的發展大有区别。应当注意的是，海西宁运动以及以后各期的运动虽然都有表現，可是岩浆活动并不很显著。

楊　傑　呂德徽　刘秉光　薛宪祖
（中国科学院地質研究所）
1957年8月8日

填充床層的不稳定傳热

填充床層的不稳定傳热，对操作的控制，以及研究与此相类似的热風爐等的机理，有重要的意义。作者对一沒有化学反应的圓柱形填充床層进行了研究。由热量衡算，得到其微分方程为：

$$K_e\left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r}\right)-C_g G\frac{\partial T}{\partial x}=\epsilon C_g\rho_g\frac{\partial T}{\partial \tau}+C_s\rho_s\frac{\partial t_s}{\partial \tau}(1-\epsilon)$$

$$h_v(T-t_s)=C_s\rho_s(1-\epsilon)\frac{\partial t_s}{\partial \tau} \qquad (1)$$

边值条件：①$\tau=0$时，$t_s=t_0$；②$X=0$时，$T=T_0$；③$r=R$时，$h_w(T-t_c)=-K_e\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=R}$。

式中：T及t_s分别为流体及固体填充物的温度，t_c为管壁的温度，C_g及C_s为流体及固体的比热，ρ_g及ρ_s为流体及固体的密度，K_e为床層的有效导热系数，G为流体的質量速度，ϵ为填充物的空隙率，τ为时間，X、r为床層中任意一点的縱座标及半徑，R为床層的半徑，h_v为流体与填充物間的体积給热系数，h_w为管壁的薄膜給热系数。Amundson[1]曾用数学分析方法，求得上述方程組的解答。

$$T=2E(T_0-t_c)\psi_c(U,V)\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\epsilon^{-F\xi_n^2U}J_0(S\xi_n)}{(E^2+\xi_n^2)J_0(\xi_n)}+2E(t_0-t_c)\sum_{n=1}^{\infty}\psi\left(V_nU,\frac{V}{V_n}\right)\frac{\epsilon^{\frac{-F\xi_nV}{V_n}}J_0(S\xi_n)}{(E^2+\xi_n^2)J_0(\xi_n)V_n}+t_c$$

$$t_s=2E(T_0-t_c)\psi(U,V)\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\epsilon^{-F\xi_n^2U}J_0(S\xi_n)}{(E^2+\xi_n^2)J_0(\xi_n)}+2E(t_0-t_c)\sum_{n=1}^{\infty}\psi_c\left(\frac{V}{V_n},UV_n\right)\frac{\epsilon^{\frac{-VF\xi_n^2}{V_n}}J_0(S\xi_n)}{(E^2+\xi_n^2)J_0(\xi_n)}+t_c \qquad (2)$$

式中各符号的意义詳見原文。

作者进行了实驗，以驗証 Amundson 計算的結果，实驗是在管徑为81毫米，以直徑0.0132毫米的玻璃球为填充物的填充床層中进行的。傳热介質是空气，其質量流速$G=3090$千克/米^{2}时。边值条件$T_0=180°C$，$t_s=20°C$，$t_0=17°C$。在床層出口一端測定徑向各点温度随时間变化的关系。其結果如圖1，圖中各曲綫表示計算的結果，各个点表示实驗的实測值。其中有效导热系数K_e，边界給热系数及填充物的空隙率根据朱葆琳等所获得的公式計算[2][3]。h_c根据 Hougen 和 Wilker 的公式計算[4]，h_v則由h_c按下式換算：

$$h_v=\frac{3(1-\epsilon)}{r_p}h$$

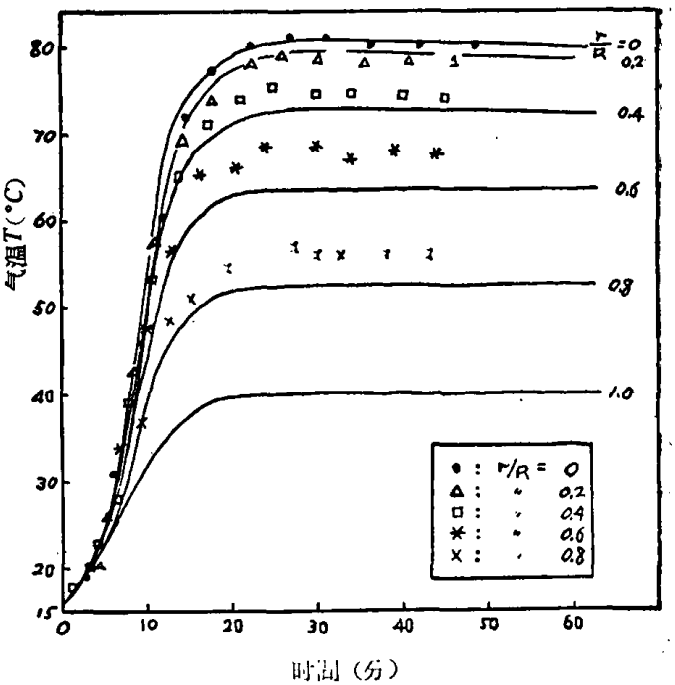


圖1　填充床層徑間各点温度随时間的变化曲綫
点——实驗值　曲綫——計算值

式中，r_p为填充物顆粒的半徑。由圖可以看出，計算值和实驗值是符合的。此外，作者又用电模拟法进行驗証。电模拟法系利用电压表示温度，电阻表示热阻，电容表示热容，电流表示热流。把床層分成若干段，若忽略填充物空隙中气体的热容，則第一二两

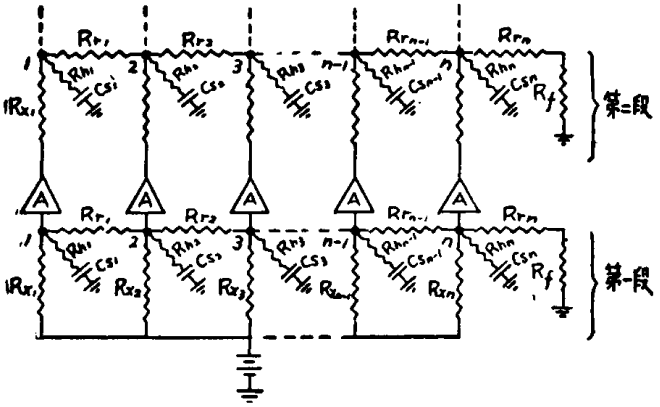


圖 2　填充床不稳定傳热电模拟綫路

段的模拟电路如圖 2。其余各段与此完全相同，不再贅述。用陰極綫示波仪接入末段各点，亦可以获得如圖 1 的各条曲綫*。

如所周知，数学分析方法，受設备形状、边值条件等的限制，解决形状复杂，或异向异性的物系等，就异常困难，而电模拟法不受这些条件的限制。因此，作者所采用的电模拟計算，有可能对于各种复杂的不稳定傳热問題，指出一个具有普遍意义的解决途徑。

朱葆琳　刘汉洲　陈光垣
（中国科学院石油研究所　大連工学院）

1957 年 8 月 29 日

* 此工作尚未最后完成。

[1] N. R. Amundson, I.E.C., **48**, No. 1, 27 (1956).
[2] 朱葆琳、王学松，化工学报，第 1 卷第 1 期(1957)。
[3] 朱葆琳、王学松，中国科学院石油研究所研究报告資料，第 1 号(1955)。
[4] W. B. Ango & Smith, C.E.P., **49**, 443(1953).

吸附填充床的动力学性質

I. 冲洗色譜的保留时間問題

从現有的不平衡色譜理論[1]出發，在吸脫附动力学为綫性时，我們得到关于保留时間 (retention time)的联系式如下：

$$\frac{X}{\tau_m}=\frac{u}{\frac{\Gamma}{p^2}\frac{1-\epsilon}{\epsilon}+1} \qquad (1)$$

和

$$\frac{X}{\tau_{ma}}=\frac{u}{\frac{1}{\gamma^2}\frac{1-\epsilon}{\epsilon}+1} \qquad (2)$$

式中 X/τ_m 和 X/τ_{ma} 分别为色譜带流动相和固定相最大濃度点的平均移动速度（X为色譜柱长，τ_m 和 τ_{ma} 各为流动相与固定相最大濃度点通过全柱的时間），u 为柱中冲洗流体的实际綫速，ϵ 为柱空隙度，Γ 为相平衡常数，系数 β 和 γ 由下列关系所决定：

$$\frac{I_1(2x/\beta)}{I_0(2x/\beta)}=\frac{\beta}{1+\frac{\beta^2}{x}} \qquad (3)$$

$$\frac{I_1(2x/\gamma)}{I_0(2x/\gamma)}=\gamma \qquad (4)$$

式(3)、(4)中 I_n 为 n 阶貝塞尔函数，x 是一个与柱的吸附动力学性質有关的無因次参数，它标志吸附物質在柱中的交換机会：

$$x=\frac{k\Gamma(1-\epsilon)X}{u\epsilon} \qquad (5)$$

式(5)中 k 为脫附速率常数（秒$^{-1}$）。因吸附平衡为綫性，故吸附速率常数应为 $k\Gamma$。系数 β 和 γ 作为無因次参数 x 的函数如圖 1。

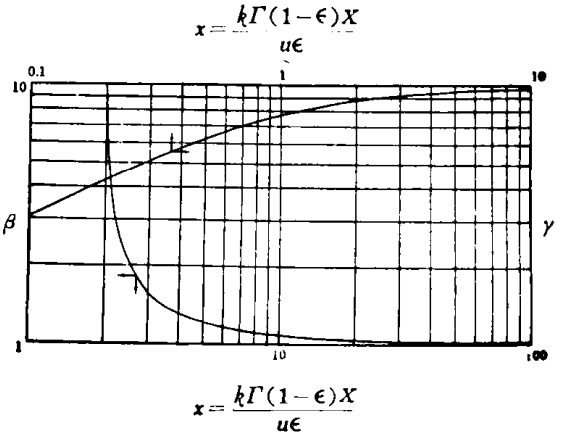


圖 1　不平衡色譜关于保留时間的修正

自圖 1 可見，当参数 x 大时，β 和 γ 均趋于 1。式(1)和(2)还原为平衡色譜之著名結論[2]。圖 1 給出了平衡色譜結論可能需要的校正。

当参数 $x\geqslant 10$ 时，$\gamma\geqslant 0.976$；$x\geqslant 50$ 时，$\beta\leqslant 1.015$，此时可以認为接近平衡色譜。在一般操作条件下，与上述情况相应的吸附速率常数在 0.1 秒$^{-1}$ 左右，說明就保留时間而言，平衡色譜結論可以延伸到吸脫附速率頗慢的区域而無显著誤差。这是值得注意的。試算表明，几乎所有实际使用的色譜系統都不需要作不平衡性的修正。但对活化吸附或由極困难的扩散所控制的过程說来，修正即成为必要。

平衡色譜理論常常認定色譜柱中气相与固相最大濃度点互相重合，并以同一速度向前移动。現在可以作出这样的补充，即当柱中交換机会趋少时，固相最大濃度点移动較正常速度减緩，而气相則反加快。在参数 x 自 10 变至 2 的狹小范圍內，气相最大濃度点从接近正常的速度加快到和冲洗气流等速。

平衡色譜关于保留时間的推导[2]必須假設色譜带