储油罐温度场模拟过程中传热相似理论

朱作京* 于 达　　宫 敬
（中国石油化工股份有限公司石油勘探开发研究院）（中国石油大学（北京））

朱作京 于 达等：**储油罐温度场模拟过程中传热相似理论**，油气储运，2007，26(12) 37～42。

摘 要 针对目前现场的测量不可能完全的将油罐温度场描述出来的问题，提出在模拟油罐现场周围环境的条件下，研制一个近似现场环境下的模拟罐并进行模拟罐储油的温度场的测量，通过对模拟装置内的温度场进行测量后，再运用相关的准则找出油罐温度场和模拟装置的温度场之间的关系来描述油罐内的温度场的形态，以改善运行条件，降低能耗，节约生产成本，实现长时间低温储油。指出了在进行模型研制的过程中所涉及对应用的大量传热理论的和相似分析是关系到模型研制成功的关键因素。

主题词 油罐　模拟罐　温度场模拟　温降　相似理论　研究

一、传热理论相似分析及模拟应用

相似理论是一门完整的学科，它是处理试验数据的理论基础。对于以试验为基础的传热学、流体力学等，相似理论有着特别的意义。相似理论可以用来指导模型试验，也即相似理论是模化试验的理论基础。所谓模化试验，就是指不直接研究自然现象或技术设备本身所进行的实际过程，而利用与它们相似的模型（一般用缩小了的模型，但少数情况下也用放大了的模型）来进行试验研究的方法。具体地，模化是用方程分析或是用量纲分析的方法导出相似准则。通过模型试验，可以确定相似准则之间的函数关系，用模型方法来研究大型的工业设备或者工程建筑，可以从中发现它们的各种缺陷，并从而寻求消除这些缺陷的各种方法，同时，通过模型试验

值明显优于克恩达尔-莫恩罗埃公式和兹达诺夫斯基公式，三种混油粘度预测与实测值误差全部在2.5%以内。

五、结　论

通过人工神经网络方法建立了顺序输送混油粘度预测模型，通过三种混油预测结果与测量值误差的对比，表明人工神经网络预测法比克恩达尔-莫恩罗埃公式与兹达诺夫斯基公式更具有适用性。而且该模型需要参数少，计算简单，可以很方便地预测出任意混油浓度下的混油粘度，对准确地计算油品物性的变化与工程实际应用都具有一定价值。

参 考 文 献

1、 蒲家宁主编：军用输油管线，解放军出版社（北京），2001。
2、 蒋仕章　蒲家宁：成品油顺序输送时的混油粘度计算与误差分析，油气储运，2003，22(2)。
3、 吕世昌　张泽溥（译）：成品油顺序输送最优化，石油工业出版社（北京），1989。
4、 朱大奇　史　慧：人工神经网络原理及应用，科学出版社（北京），2006。
5、 韩力群：人工神经网络的理论、设计及应用，化学工业出版社（北京）2002。
6、 周诗岽　张文信等：基于人工神经网络的含水原油视粘度计算，油气储运，2004，23(3)。

（收稿日期：2006-08-28）
编辑：刘春阳

* 100083，北京市海淀区学院路31号；电话：(010)82312090。

也为实际设备的设计提供了最佳的方案。

1、 物理量相似[1]

物理量的相似是从几何相似推广而来的。几何相似意味着几何体符合全盘的放大或缩小的关系。具体地,就是几何体的各对应边应成同一个比例。同样,物理量相似要求物理场相似,换言之,就是要求在所有空间对应点上的每个物理量有一个比例系数。

2、 物理现象相似的性质

为了使试验结果反映一类现象的规律性,大大减少试验的次数,便于推广应用到同类的相似现象中去,必须解决试验中应测量那些量、试验结果如何表达整理和物理现象应遵守什么条件这几个问题。在讨论物理现象相似之前,应该指出,只有同类的物理现象才能谈论相似问题。所谓同类现象,是指那些用相同形式并具有相同内容的微分方程式所描写的现象。

模型的试验中涉及到加热和温降两个过程。这两个过程完全是不同的过程,从大的方向上,加热过程涉及导热、对流和热辐射,而温降过程虽然也涉及导热对流和辐射,但是它所涉及的传热过程却是各自不同,同样也就导致了所涉及的相似理论的不同。

二、加热过程中的相似理论

对原型储罐(秦皇岛 $10\times10^4\ m^3$ 的原油罐)进行了受热分析,罐的本身所受热量仅仅是通过罐内底部的加热器来获得的,在不经过搅拌的过程中,罐内热量是自下而上进行传热的。

不依靠泵或风机等外力推动,由流体自身温度场的不均匀性引起的流动而称为自然对流,不均匀温度场造成不均匀密度场所产生的浮升力是运动的动力,从而也可以得到一个结论,即密度的不同引发了自然对流过程[2]。而自然对流过程又分为大空间的自然对流过程和有限空间的自然对流过程两个方面。流体在大空间内做自然对流过程中,流体的冷却过程发生在离加热面很远的地方,不会影响研究对象。在许多的实际问题中,虽然空间不大,但是由于加热效果以及加热设备的限制造成了热边界层互不干扰,因此可以按照大空间的自然对流传热的规律来对待。秦皇岛 $10\times10^4\ m^3$ 原油罐就是一个很好的例子。罐底部加热器的加热面积相比罐的体积很小,并且加热器是分布在靠近罐底的地方。因为模拟罐内的液体没有表观速度,仅在罐底部有盘管加热,所以罐内的液体也就处于大空间自然对流状态,完全符合大空间的条件,所以罐内的介质受热是可以视为大空间的自然对流传热。

假设 a,b 两对流换热现象相似,根据换热公式:

$$\alpha = -\frac{\lambda}{\Delta t}\frac{\partial t}{\partial y}\bigg|_{y=0} \quad [3] \tag{1}$$

可以写出现象 a 和现象 b 两个换热公式。

现象 a:

$$\alpha' = -\frac{\lambda'}{\Delta t'}\frac{\partial t'}{\partial y'}\bigg|_{y'=0} \tag{2}$$

现象 b:

$$\alpha'' = -\frac{\lambda''}{\Delta t''}\frac{\partial t''}{\partial y''}\bigg|_{y''=0} \tag{3}$$

与现象有关的各个物理量场应分别相似,即:

$$\begin{cases} \dfrac{\alpha'}{\alpha''} = C_\alpha \\ \dfrac{\lambda'}{\lambda''} = C_\lambda \\ \dfrac{t'}{t''} = C_t \\ \dfrac{y'}{y''} = C_y \end{cases} \tag{4}$$

分别将式(4)中的量带入换热公式,整理后得到:

$$\frac{C_\alpha C_t}{C_\lambda}\alpha'' = \frac{\lambda''}{\Delta t''}\frac{\partial t''}{\partial y''}\bigg|_{y''=0} \tag{5}$$

比较式(3)与式(5),必然有以下关系:

$$\frac{C_\alpha C_t}{C_\lambda} = 1 \tag{6}$$

式(6)表达了换热现象相似时相似倍数间的制约关系,再将式(2)~式(3)代入式(5),得到:

$$\frac{\alpha' y'}{\lambda'} = \frac{\alpha'' y''}{\lambda''} \tag{7}$$

因为习惯上用换热表面的特性尺度表示几何量,且有 $\dfrac{y'}{y''} = \dfrac{l'}{l''} = C_l$,所以式(7)可以写成:

$$\frac{\alpha' l'}{\lambda'} = \frac{\alpha'' l''}{\lambda''}$$

即：

$$Nu' = Nu'' \tag{8}$$

式(7)表明，换热现象的相似还应该要求努谢尔特准则数相等。采用上述方法，从动量微分方程可以导出：

$$\frac{u'l'}{v'} = \frac{u''l''}{v''}$$

即：

$$Re' = Re'' \tag{9}$$

这说明，两个流体的运动现象相似，其雷诺准则必定相等。同样可以从能量微分方程可以导出：

$$\frac{u'l'}{a'} = \frac{u''l''}{a''}$$

即 $Pe'=Pe''$，同时这也说明，两热量传递现象相似，其贝克利准则 Pe 必定相等，而贝克利准则可以分解为：

$$Pe = \frac{v}{a}\frac{ul}{v} = PrRe \tag{10}$$

对于自然对流，动量微分方程式为：

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x} + \upsilon\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \tag{11}$$

等式(11)的右侧需要增加体积力项。体积力与压力梯度合并成浮升力：

$$\text{浮升力} = (\rho_0 - \rho)g = \rho\beta\Delta t g \tag{12}$$

式中　β——流体的容积膨胀系数，K^{-1}。

式(12)是 $(\rho-\rho_0)g \approx -\rho_0\beta(T-T_0)g$ 的简化式，即为著名的 Boussinesq 模型[1]（假设）。对于大多数的自然对流问题，使用 Boussinesq 模型（假设）比使用依赖于温度变化而密度也发生变化的模型获得更快的收敛速度。除了动量方程中的浮力项，这种模型在其它的需要求解的方程中将介质的密度视为常数。ρ_0 为流体的（常）密度，T_0 为操作（工作或环境）温度，式(12)是通过使用 Boussinesq 近似 $\rho=\rho_0(1-\beta\Delta T)$ 来消掉浮力项中的 ρ，只要流体密度变化很小，这种近似就是精确的。改写后适用于自然对流的动量微分方程为：

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = g\beta\Delta t + \upsilon\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \tag{13}$$

由此进行相似分析，可以得出一个准则数：

$$Gr = \frac{g\beta\Delta t l^2}{\upsilon}$$

以上导出的 Re、Pr、Nu、Gr 几个准则是研究无相变对流换热问题所常用的准则，这些准则反映了物理量间的内在联系，都具有一定的物理意义。

为了尽可能地使加热过程的热流密度相似，在加热过程中显然是加热器的加热强度，即其表面换热的强弱。显然，加热器外部与被加热介质之间的热量传递方式是自然对流，而加热器表面上的自然对流的强弱可以通过 Re 准则数来描述，所以要确保原型油罐中的温度场和模拟罐中的温度场相似，必须 $Ra_{模型}=Ra_{原型}$ 或 $Ra_{模型}\approx Ra_{原型}$

对于大空间自然对流传热，同时要保证几何条件（罐的几何形状与尺寸，加热器的几何形状和尺寸）、物理条件（流体的种类和物性）、边界条件（壁面的温度或者是壁面的热流密度）和起始条件（给出所研究过程在起始瞬间所具有的特点，例如温度分布）这几个单值性条件相似。

三、温降过程的相似理论

温降过程主要是罐向顶部和四周散热的过程。首先列出了导热问题常见的三类边界条件，这三类边界条件在解决导热问题过程中是必不可少的。

(1)边界上的温度值，称为第一类边界条件。此类边界条件最典型的就是规定了边界温度保持常数，即 $t_w=$ 常数。对于非稳态导热，这类边界条件要求给出以下的关系式：

$$t_w = f_1(\tau) \quad (\tau > 0) \tag{14}$$

(2)边界上的热流密度值，称为第二类边界条件。此类边界条件最典型的就是规定了边界上的热流密度保持定值，即 $q_w=$ 常数。对于非稳态导热，这类边界条件需要给出以下关系式：

$$-\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_w = f_2(\tau) \quad (\tau > 0) \tag{15}$$

式中　n——表面 F 的法线方向。

(3)边界上物体与周围流体间的换热系数 α 及周围流体温度 t_f，称为第三类边界条件，可以

表示为：

$$-\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_w = \alpha(t_w - t_f) \qquad (16)$$

在非稳态导热时，式中的 α 及 t_f 均可为时间的函数。当流体的温度为常数时，温度用 t_∞（来流温度）表示。在直角坐标下的二维非稳态导热微分方程式为：

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) + q_v \text{[4]} \qquad (17)$$

为不失一般性，可假定导热系统的边界条件为：

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n}\bigg|_w = \alpha\left(T\bigg|_w - T_f\right) + q_w \qquad (18)$$

式中 w ——在界面上取值；
τ ——不稳定过程的时间参数；
ρ ——导热物体的密度，kg/m³；
c ——比热；
λ ——导热系数；
α ——温度为 T_f 的流体边界表面上的换热系数（外界空气的换热系数）；
q_v ——内热源强度；
q_w ——边界上的非对流热流密度（辐射换热）；
n ——边界的外法线方向。

当物性参数（ρ、c、λ）以及 q_v、q_w 等均可以是温度或空间坐标的函数。除了边界条件外，为了得到方程式（15）的解，还应该给出所必要的初始条件：

$$T_{\tau=0} = T_0(x, y) \qquad (19)$$

方程式（18）和式（19）是二维导热问题最基本也是必要的数学模型。

对于非稳态导热模型的温度场相似，还应该遵循几何相似、边界条件相似和时间上的对应关系的原则。

对于第一类边界条件下的温度场相似，只要满足几何相似，就可以保证温度场的相似，也即对应点上的无因次过余温度值相等。而在实验中遇到的是第三类的边界条件，即已知边界表面上与流体的对流传热系数 α 和流体的温度 T_f。为了使模型更具有代表性，采用了无因次方程，即采用自身某一物理量的特征作为该物理量的量度单位。以下对方程式（17）进行无量纲化。

假定 ρc＝常数，T_f＝常数，定义如下：

$$\begin{cases} x' = \dfrac{x}{L} \\ y' = \dfrac{y}{L} \\ n' = \dfrac{n}{L} \\ \theta = \dfrac{T - T_f}{T_c - T_f} \\ \tau' = \dfrac{\alpha_0 \tau}{L^2} \end{cases} \qquad (20)$$

式中 L ——导热特征长度；
T_c ——任意选定的参考温度；
$\alpha_0 = \dfrac{\lambda_0}{\rho c}$ ——介质的热扩散系数。

将式（19）代入式（17）和式（18），整理并且化简后得到：

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial \theta}{\partial y}\right) + S \qquad (21)$$

$$-\lambda \frac{\partial \theta}{\partial n}\Big|_w = B_i \theta \Big|_w + W_w \qquad (22)$$

$$\theta\big|_{\tau=0} = \theta_0 = \left(\frac{T_0 - T_f}{T_c - T_f}\right) \qquad (23)$$

方程式（20）～式（22）中所有参数均为无量纲量，并省去了无量纲记号“′”。而 B_i、W_w、S 分别是 Biot 数、无量纲边界热流密度和无量纲内热源强度，它们均可以是温度和空间的函数，其具体公式如下：

$$B_i = \frac{\alpha L}{\lambda_0} \qquad (24)$$

$$W_w = \frac{q_w L}{\lambda_0 (T_c - T_f)} \qquad (25)$$

$$S = \frac{q_v L^2}{\lambda_0 (T_c - T_f)} \qquad (26)$$

W_w 或 q_w 的引入不仅仅是为了使边界条件具有更普遍的意义（例如在边界条件中须考虑辐射换热时，可将 q_w 取为辐射换热量），更重要的是为了使之可以更方便地转化为第一类边界或是第二类边界。为此引入边界条件转换参数：

$$P = \lambda, Q = B_i, W = W_{wi} \qquad (27)$$

则边界条件就可以变成：

$$-P \frac{\partial \theta}{\partial n}\bigg|_w = Q\,\theta\bigg|_w + W \qquad (28)$$

如果取 $P=\lambda, Q=0, W=W_w$，则：

$$-\lambda\frac{\partial\theta}{\partial n}\bigg|_w = W_w \tag{29}$$

式(29)即为第二类边界条件。取 $P=0, Q=1, W=-\theta_w$（边界上的温度值），则 $\theta|_w=\theta_w$，此即是第一类边界条件。当然，如果恢复边界条件转换参数 P、Q、W 的全部原始定义，它就变为第三类边界条件式(16)。

讨论不稳定的温度场的模拟基本原理仍然要从描述现象的微分方程入手。令：

$$a=\frac{\lambda}{\rho c}=\frac{\lambda}{C_t} \tag{30}$$

式(30)中$(\rho c)=C_t$。二维不稳定无内热源的导热微分方程可以化成：

$$\frac{\partial T}{\partial\tau_t}=a\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right)\quad(\tau_t=0\text{ 时}, T=T_0) \tag{31}$$

式中　a——导温系数，m^2/s。

对方程式(31)进行无因次化，可以得到：

$$\frac{\partial\theta}{\partial_{\Gamma_t}}=\frac{a\tau}{l^2}\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}\right) \tag{32}$$

$$\Gamma_t=\frac{\tau_t}{\tau_{t0}} \tag{33}$$

由式(32)～式(33)可以看出，要得到无内热源不稳定导热的温度场相似，首先必须满足：

$$\left(\frac{a\tau_{t0}}{l_{to}^2}\right)_{\text{原型}}=\left(\frac{a\tau_{t0}}{l_{to}^2}\right)_{\text{模型}} \tag{34}$$

对不稳定温度场初始条件进行无因次化，得到：

$$\theta=\frac{T-T_f}{T_cT_f}=0\quad(\Gamma_t=0) \tag{35}$$

按给出的初始条件，没有导出附加的准则制约。

当温降过程满足了几何条件相似时，通过对模型进行无量纲化，使得边界条件的相似更加具有普遍性，同时也使模拟罐在设定边界条件时有了基本准则。罐内介质由底部向外导热要求满足第二类边界条件相等或是成比例，而由罐顶部向外的散热量需要满足第三类边界条件相等或是对应成比例。

在进行模拟罐设计的理论分析时，要建立原型罐和模型罐之间的温度场关系，首先要建立能量守恒微分方程，确定边界条件并通过相似分析法分析各物理量量纲，以相似准则数进行分析。

研究不稳定传热问题的模拟需要从描述现象的微分方程入手，从以上试验数据和 Ra 数的值观察看，罐内的液体可以从导热方面入手来进行讨论。

描述不稳定温度场的方程为[5~7]：

$$\frac{\partial T}{\partial\tau}=a\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right)+\frac{Q}{\rho c} \tag{36}$$

边界条件以第三类边界条件为准。因为液体内没有内热源，所以 $\frac{Q}{\rho c}$ 的值为零，其初始条件为：

$$T=T_0\quad(\text{当 }\tau=0\text{ 时}) \tag{37}$$

$$a=\frac{\lambda}{\rho c}=\frac{\lambda}{C_t} \tag{38}$$

式中　ρc——单位体积的热容，通常以 C_t 表示，$J/(m^3\cdot℃)$。

对式(31)进行无因次化，得到：

$$\frac{\partial\theta}{\partial\Gamma_t}=\frac{a\tau_{t0}}{l_{t0}^2}\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial x_t^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial y_t^2}\right) \tag{39}$$

$$\Gamma_t=\frac{\tau_t}{\tau_{t0}},\theta=\frac{T-T_0}{T_f-T_0} \tag{40}$$

因此，不稳定温度场相类似，首先必须满足傅立叶准则：

$$\frac{a\tau_{t0}}{l_{t0}^2}=\frac{a_y\tau_{y0}}{l_{y0}} \tag{41}$$

同时，对不稳定导热的初始条件进行无因次化，得到：

$$\Gamma_t=0\text{ 时},\theta\frac{T-T_0}{T_f-T_0} \tag{42}$$

以上的推导过程中没有任何附加的准则制约，对边界条件的处理应该保证原型和模型的相似（类似），必须满足边界上的两个梯度值相等。边界条件在无无量纲之前时为：

$$h(T_f-T_w)=-\lambda\left(\frac{dT}{dn_t}\right)_w \tag{43}$$

即：

$$\left(\frac{dT}{dn_t}\right)_w=\frac{(T_f-T_w)}{\lambda/h} \tag{44}$$

可令：

$$l_t=\frac{\lambda}{h}$$

于是：

$$\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}n_t}\right)_w = \frac{(T_f - T_w)}{l_t} \tag{45}$$

则有：

$$\left(\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}n_t}\right)_w = -\frac{l_{t0}}{l_t} \tag{46}$$

所以：

$$\left(\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}n_t}\right)_w = \left(\frac{\mathrm{d}\theta_y}{\mathrm{d}n_{yt}}\right)_y \tag{47}$$

即要求：

$$\frac{l_{y0}}{l_y} = \frac{l_{t0}}{l_t} = \frac{hl_{t0}}{\lambda} \tag{48}$$

于是：

$$l_y = \frac{l_{y0}}{l_{t0}}\frac{\lambda}{h} \tag{49}$$

式中 $\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}n_t}\right)_w$——壁面上导热物体的温度梯度；

$\frac{l_{y0}}{l_{t0}}$——原型与模型间的尺寸比例。

四、结　论

在进行不稳定温度场的模拟试验中，两个场的类似条件除了最基本的几何相似以外，还要具备以下的几个条件。

(1)必须保证现象的内在变化规律的类似，即要满足描述两类现象的微分方程所涉及的傅里叶准则相等。

(2)必须满足初始条件的类似。

(3)必须满足边界条件类似，如果是第三类边界条件，则应该满足有第三类边界条件导出的模拟条件，即 $l_y = \frac{l_{y0}}{l_{t0}}\frac{\lambda}{h}$。在满足了以上的条件后，两个场对应点上的无因次过余温度 θ 相等。

(4)从上述推导过程中也可以看出，在模拟过程中，引用了常物性的物理条件，因此，在两个场之间的类似讨论中，就必须遵循这个前提条件。实际上，介质的导热系数是随着温度变化而变化的物性参数。在严格意义上，如果模拟介质的导热系数是温度的函数 ($\lambda = f_T(T)$)，则在原型中介质的导热系数也应该是温度的函数 ($\lambda_y = f_T(T_y)$)，并且这两个函数的形式应该是一致的，否则，物性参数是不能相似的，因而两个场也就不能严格地相似。

参 考 文 献

1、 王　丰：相似理论及其在传热学中的应用，高等教育出版社(北京)，1990。
2、 曹玉璋　邱绪光：实验传热学，国防工业出版社(北京)，1998。
3、 陶文铨：数值传热学(第 2 版)，西安交通大学出版社(西安)，2001。
4、 蒋章焰　王传院(译)：传热学实验研究，高等教育出版社(北京)，1982。
5、 卢佩琼　陈毓琛等：水下油罐贮存高凝原油采用油水置换工艺可行性研究，石油学报，1987，8(3)。
6、 Warneford I P , Fussey D E : Natural Convection from a Constant-Heat Flux Include Flat Plate, Heat Transfer, 1974.
7、 Humphrey　Colin : Computational Fluid Dynamics Study of Flow Around Floating-Roof Oil Storage Tanks, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2000(86).

(收稿日期：2006-10-19)
编辑：孟凡强

下　期　要　目