

水平管内液体冻结过程的研究

姚凤鸣* 陈本耀 王新文

(大连光明化工研究所, 辽宁, 大连)

摘 要

本文对管内液体冻结过程的传热进行了分析, 分别利用改变变量法和等效热容法计算, 对一维空间变量的问题, 利用改变变量法给出了新的计算方法。将数值计算的结果与实验值及文献值进行了比较, 吻合较好, 本文所报道的方法, 可适用于有相变潜热的非线性的热传导问题。

一、引 言

为了保证管道输送的连续工作, 要求管道维修能在尽可能短的时间内完工以缩短停工时间, 使用冻堵技术, 将低温液体局部冷冻封堵要检修的管道, 然后更换需要检修的管段。当海上采油平台发生故障时, 要求停止原油输送, 输油管内的原油受海水冷却可能发生冻结。为此, 需要了解液体的冻结情况。

已有很多研究表明^[2-4]管内液体的冻结过程是一个典型的Stefan过程, 但仅限于小管径或平面坐标系, 边界条件比较简单。对于大管径和复杂边界条件下水平管内液体冻结的过程, 报道很少, 本文将冰水系统为例, 探讨分析计算方法, 并将计算结果与实验结果进行比较。

二、数学物理模型

假设管内液体处于静止状态, 且其温度均匀分布, 考虑管外轴向 $4R$ 长以低温液体冷却, 在管内液体受冷却而发生凝固时, 相界面从管壁圆周方向逐渐向中心移动, 忽略液体内部对流传热, 则液体冻结过程的模型如图1所示, 根据能量守恒定律, 固相区温度随时间变化的基本微分方程式为

$$C_s \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_s \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (1)$$
$$[\xi(z, t) < r < R, 0 < z < \infty, t > 0]$$

对于液相区, 则为

$$C_l \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_l \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_l \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (2)$$
$$[\xi(z, t) > r > 0, 0 < z < \infty, t > 0]$$

这里, 由于冷却介质温度 T_c 与液体冻结温度 T_f 差别大, 须考虑物性参数包括热容 C 和导热系数 λ 随温度的变化, 液相区的温度变化小, 可忽略温度对物性参数的影响。

1989-03-09收到初稿, 1989-10-03收到修改稿。

* 通讯联系人。

相变时,有潜热放出,在固液交界面上应满足下列热平衡方程

$$\frac{d\xi_s}{dt} = \frac{1}{\rho L} \left(\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n} - \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial n} \right) \quad (3)$$

在固液分界面上有

$$T_s = T_c = T_f \quad (4)$$

初始条件为

$$T = T_\infty, (t=0, 0 \leq r \leq R, 0 < z < \infty) \quad (5)$$

边界条件为在冷却区之外,按绝热处理

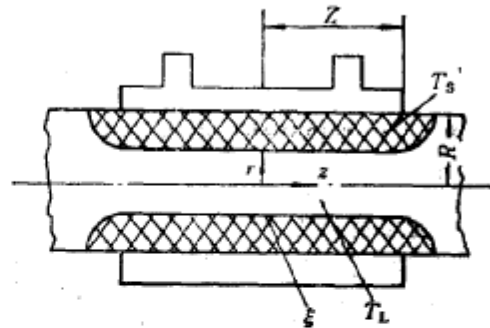


图1 液体冻结过程的分析模型

$$\text{即} \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (r=R, |z| > 2R, t \geq 0) \quad (6)$$

在冷却区考虑二种不同情况,即

① 管壁表面温度恒定的第一类边界条件

$$T = T_c (r=R, |z| \leq 2R, t=0) \quad (7)$$

② 按第三类边界条件,即

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = h(T_c - T) \quad (r=R, |z| \leq 2R, t \geq 0) \quad (8)$$

而在边界 $z=0$ 和 $r=0$ 上温度分布满足以下对称性要求的自然边界条件

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (t > 0, 0 < r < R, z=0) \quad (9)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (t > 0, z > 0, r=0) \quad (10)$$

另外在轴向足够远时有

$$T = T_\infty (0 < r < R, 0 < t < \infty) \quad (11)$$

以上是水平管内液体冻结过程的传热模型。以水的冻结过程为例,考虑管内水在管外液氮沸腾下冻结,取冰的导热系数 λ 随温度 T 变化的关系式为^[5]

$$\lambda_i = \frac{6.51}{T} \quad (12)$$

冰的比热 C_i 也随温度而变化,根据它在文献[6]的数据,由最小二乘法回归得到:

$$C_i = 4.6397 \times 10^{-2} + 1.59131 \times 10^{-3}T + 2.9315 \times 10^{-5}T^2 \quad (13)$$

当管外液氮温度与管壁表面温度差较大时,可能出现膜态沸腾,随着管内贴壁水结冰后,温差减少,管外液氮将转变为泡核沸腾,液氮膜态沸腾时,按下列关联式计算^[7]

$$Nu = 0.94 (Ra \theta' T r^{-2})^{1/4} \quad (14)$$

$$Ra = [\rho_i (\rho_l - \rho_v) g C_{iK} (2R)^3 / \lambda_v \mu_v] \quad (15)$$

$$\theta' = \frac{h_{iK}}{C_p \Delta T} \left(1 + 0.5 \frac{C_p \Delta T}{h_{iK}} \right) \quad (16)$$

对于泡核沸腾,选用文献[8]的关联式

$$h = 4.87 \times 10^{-11} \left(\frac{C_{pi}}{\lambda_N \rho_i} \right)^{1.50} \left(\frac{\lambda_N \rho_i^{1.282} P_i^{1.750}}{\sigma^{0.905} \mu_i^{0.634}} \right) \Delta T^{1.50} \quad (17)$$

三、计算方法

对于上述非线性的偏微分方程组,一般很难求得分析解,主要困难是相界面随时间而变化,这里分别利用“变量替换法”和“等效热容法”计算。

1. 变量替换法

它是使移动相界面转化为新变量下的固定边界问题,然后用隐式差分格式离散为线性方程组、不需要迭代,计算精度高、速度快,但仅限于一维空间变量的问题,所以若上述模型中冷冻室充分长时,可忽略轴向温度梯度,用变量替换法,参照文献[4],对圆柱坐标系进行下列替换

$$y = \begin{cases} r/\xi(t) & 0 < r < \xi(t) \\ \frac{r - \xi(t)}{R - \xi(t)} + 1 & \xi(t) < r < R \end{cases} \quad (18)$$

$$\quad \quad \quad \xi(t) < r < R \quad (19)$$

这样,原变量下的相界面关系 $r = \xi(t)$ 转化为 $y = 1$ 。

固态区 $1 < y < 2$

液态区 $0 < y < 1$

$$\text{则} \quad u(t, y) = T(t, r) \quad (20)$$

于是式(1)转化为

$$C_i \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} = \left\{ 1 / \left[y - 1 + \xi / (R - \xi) \right]^2 \right\} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda_i \left(y - 1 + \frac{\xi}{R - \xi} \right) \frac{\partial u_i}{\partial y} \right] + C_i \rho (2 - y) \frac{\xi'}{R - \xi} \cdot \frac{\partial u_i}{\partial y} \quad (21)$$

式(2)转化为

$$C_i \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} = \frac{1}{\xi^2 \cdot y} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_i \cdot y \frac{\partial u_i}{\partial y} \right) + y \frac{\xi'}{\xi} \cdot C_i \rho \frac{\partial u_i}{\partial y} \quad (22)$$

在相界面上, $y = 1$ 式(3)转化为

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{1}{\rho L} \left(\frac{\lambda_s}{R - \xi} \cdot \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\lambda_l}{\xi} \cdot \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (23)$$

$$u_s(t, 1) = u_l(t, 1) = u_p \quad (24)$$

$$\text{初始条件} \quad u = T_0 \quad (0 < y < 2) \quad (25)$$

$$\text{边界条件} \quad \text{式(6)转化为} \quad u = T_c \quad (y = 2) \quad (26)$$

$$\text{式(7)转化为} \quad \frac{\lambda}{R - \xi} \frac{\partial u}{\partial y} = h(u_c - u) \quad (y = 2) \quad (27)$$

对式(21)~(27)进行差分离散,记 $u_i^k = u(t_k, y_i)$, $t_k = K \cdot \Delta t$, t_k 为时间节点, y_i 为距离节点,在液态区 $y_i = j \Delta y$; 在固态区 $y_i = 1 + j \Delta y$, $j = 1, 2, \dots, n$, 取差商近似,则式(21)为

$$\begin{aligned}
(C, \rho)^K \cdot (u_{ij}^{K+1} - u_{ij}^{K-1}) / 2\Delta t = & \left\{ 1 / (R - \xi^K)^2 \cdot \Delta y^2 [y_j - 1 + \xi^K / (R - \xi^K)] \right\} \\
& \times \lambda_{i,j+1/2}^K [y_{j+1/2} - 1 + \xi^K / (R - \xi^K)] (u_{i,j+1}^{K-1} - u_{i,j}^{K-1}) - \\
& - \lambda_{i,j-1/2}^K [y_{j-1/2} - 1 + \xi^K / (R - \xi^K)] (u_{i,j}^{K-1} - u_{i,j-1}^{K-1}) \\
& + 1 / (2\Delta y) \cdot (C_s \cdot \rho)^K (2 - y_j) \cdot \xi^K / (R - \xi^K) \cdot (u_{i,j+1}^{K-1} - u_{i,j-1}^{K-1})
\end{aligned} \quad (28)$$

对于液相区可得

$$\frac{\xi^{*} - \xi^K}{\Delta t} = \frac{1}{L} \frac{1}{2\Delta y} \left[\frac{\lambda_s T_F}{R - \xi} (4u_{i1}^K - u_{i2}^K - 3T_F) \frac{\lambda \rho T_F}{\xi} (3T_F - 4u_{i,s-1}^K + u_{i,s-2}^K) \right] \quad (29)$$

预估得到 ξ^* 值, 取 $\xi^{K+1} = \frac{(\xi^* + \xi^K)}{2}$

校正得到

$$\begin{aligned}
\xi^{K+1} = \xi^K + \frac{\Delta t}{4\Delta y L} \left[\left(\frac{1}{R - \xi^K} + \frac{1}{R - \xi^*} \right) \lambda_s T_F (4u_{i1}^K - u_{i2}^K - T_F) \right. \\
\left. - \left(\frac{1}{\xi^K} + \frac{1}{\xi^*} \right) \lambda_i T_F (3T_F - 4u_{i,s-1}^K + u_{i,s-2}^K) \right]
\end{aligned} \quad (30)$$

进一步整理得到

$$\begin{aligned}
& -a_{ij}^K u_{ij-1}^{K+1} + (1 + a_{ij}^K + b_{ij}^K) u_{ij}^{K+1} - b_{ij}^K u_{ij+1}^{K+1} \\
& = u_{ij}^{K-1} - (a_{ij}^K + b_{ij}^K) (u_{ij}^K + u_{ij}^{K-1}) + a_{ij}^K (u_{ij-1}^K + u_{ij-1}^{K-1}) + b_{ij}^K (u_{ij+1}^K + u_{ij+1}^{K-1})
\end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned}
& -a_{ij}^K u_{ij-1}^{K+1} + (1 + a_{ij}^K + b_{ij}^K) u_{ij}^{K+1} - b_{ij}^K u_{ij+1}^{K+1} \\
& = u_{ij}^{K-1} - (a_{ij}^K + b_{ij}^K) (u_{ij}^K + u_{ij}^{K-1}) + a_{ij}^K (u_{ij-1}^K + u_{ij-1}^{K-1}) + b_{ij}^K (u_{ij+1}^K + u_{ij+1}^{K-1})
\end{aligned} \quad (32)$$

这里

$$a_{ij}^K = \frac{2\Delta t}{3(\xi^{K+1}\Delta y)^2} \left[\frac{\lambda_{ij-y/2}^K}{(C, \rho)^K} \left(1 - \frac{1}{2y_{ij}} \right) - \frac{1}{2} y_{ij} (\Delta y)^2 \xi^K \xi^K \right] \quad (33)$$

$$b_{ij}^K = \frac{2\Delta t}{3(\xi^K\Delta y)^2} \left[\frac{\lambda_{ij+y/2}^K}{(C, \rho)^K} \left(1 + \frac{1}{2y_{ij}} \right) + \frac{1}{2} y_{ij} (\Delta y)^2 \xi^K \xi^K \right] \quad (34)$$

$$a_{i1}^K = \frac{2\Delta t}{3(R - \xi^K)^2 \Delta y^2} \left[\frac{\lambda_{i,j-y/2}^K}{(C, \rho)^K} \left(1 - \frac{1}{2y_{ij}} \right) - \frac{1}{2} (1 - j\Delta y) \Delta y (R - \xi^K) \xi^K \right] \quad (35)$$

$$b_{in}^K = \frac{2\Delta t}{3(R - \xi^K)^2 \Delta y^2} \left[\frac{\lambda_{i,j+1/2}^K}{(C, \rho)^K} \left(1 + \frac{1}{2y_{ij}} \right) + \frac{1}{2} (1 - j\Delta y) \Delta y (R - \xi^K) \xi^K \right] \quad (36)$$

上面是对于液态区和固态区经离散后的表示式, 适用于非边界节点; 对于边界节点, 要考虑相应的边界条件:

对于液态区, 在 $j=0$, 即 $y=0$, 考虑自然边界条件 $\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0}=0$

对于 $j=n$, 即 $y=1$ 固液相界面

$$u_{i,n}^K = T_f \quad (K=0, 1, \dots)$$

在固态区边界结点 $j=0$, 即 $y=1$ 时有

$$u_{i,0}^K = T_f, \quad (K=0, 1, 2, \dots)$$

在 $j=n$, 即 $y=2$ 时, 有 $u_{i,n}^K = T_c$ ($K=0, 1, 2, \dots$) 这样液态区经离散后得到 n 个方程, 有 n 个未知数, 可用稳定性良好的追赶法求解, 在固态区二端节点上温度都恒定, 有 $n-1$ 个未知数, 正好可得到 $n-1$ 个线性方程, 也用追赶法求解, 采用向量和矩阵表示液态区和固态区离散后的代数方程为

$$(I - A^K)u^{K+1} = A^K \cdot u^K (I + A^K) \cdot u^{K-1} + 3F^K \quad (37)$$

液态区 $u^K = u_i^K = (u_{i,0}^K, u_{i,1}^K, \dots, u_{i,n-1}^K)$

固态区 $u^K = u_s^K = (u_{s,1}^K, u_{s,2}^K, \dots, u_{s,n-1}^K)$

式中 $(I - A^K)$ 为相应系数矩阵, F^K 为边界条件项, 这是对第一类边界条件的求解方法。

在第三类边界条件下, 第 n 个格点上固体温度是变化的, 计算时采用下述方法,

在固态区 $[2 - (2 - \Delta y)]$ 范围内积分为

$$\begin{aligned} \int_{2-\Delta y}^2 C_{s,0} \frac{\partial u_s}{\partial t} dy &= \frac{1}{(R-\xi)^2} \int_{2-\Delta y}^2 \left(y-1 + \frac{\xi}{R-\xi} \right) \\ &\times \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda_s \left(y-1 + \frac{\xi}{R-\xi} \right) \frac{\partial u_s}{\partial y} \right] dy + \int_{2-\Delta y}^2 C_{s,0} (2-y) \frac{\xi'}{R-\xi} \cdot \frac{\partial u_s}{\partial y} dy \end{aligned} \quad (38)$$

利用泰勒级数展开, 除去高阶无穷小, 积分得

$$\begin{aligned} C_{s,0} \frac{\partial u_{s,n}}{\partial t} \Delta y &= \frac{1}{(R-\xi)^2} \left(\frac{R}{R-\xi} - \frac{\Delta y}{2} \right) \left[Rh(T_c - u_s(2)) \right] \\ &- \left(\frac{R}{R-\xi} - \Delta y \right) \cdot \lambda_{s,n-1/2} \cdot \frac{u_{s,n} - u_{s,n-1}}{\Delta y} \Big] + C_{s,0} \cdot \frac{\xi' \Delta y}{R-\xi} \\ &\times \frac{\Delta y}{2} [u_s(2) - u_s(2 - \Delta y)] \end{aligned} \quad (39)$$

整理得到

$$\frac{\partial u_{s,n}}{\partial t} = B_1 (T_c - u_{s,n}) - B_2 (u_{s,n} - u_{s,n-1}) \quad (40)$$

$$B_1 = \frac{1}{(R-\xi)^2} \left(\frac{R}{R-\xi} - \frac{\Delta y}{2} \right) \cdot \frac{Rh}{C_{s,0} \Delta y} \quad (41)$$

$$B_2 = \frac{1}{(R-\xi)^2} \left(\frac{R}{R-\xi} - \frac{\Delta y}{2} \right) C_{s,0} \Delta y \left[0.5Rh + \left(\frac{R}{(R-\xi)\Delta y} - 1 \right) \lambda_{s,n-1/2} \right] - \frac{\xi'}{2(R-\xi)} \quad (42)$$

由此得到第 n 结点方程, 其余各点按第一类边界条件计算, 这样有 n 个未知数, 正好有 n 个线性方程, 即可用追赶法求解。

2. 等效热容法

有轴向温度梯度的Stefan过程是个多维的自由边界过程, 其困难是相界面位置不定、相

界面形状复杂,特别是对圆柱坐标,复杂边界条件的问题寻求一个好的计算方法和格式,不是件容易的事,基于这个想法本文采用了解多维Stefan过程的简单而有效的方法^[9,10],因Stefan过程的奇异性,只发生在固液界面上,而奇异性的原因在于液体凝固时有潜热释放出,所谓等效热容法即是用相变温度附近很小的一个温度区间发生热容变化,等效地替代潜热的释放过程,具体地说就是定义一个广义的等效热容函数

$$C_{(T)}^* = \begin{cases} C_s(T) & \text{当 } T < T_i - \delta \\ C_l(T) & \text{当 } T > T_i + \delta \\ \frac{L}{2\sigma} + \frac{C_s(T_i) + C_l(T_{i+\delta})}{2} & \text{当 } T_{i1} \leq T \leq T_{i2} \end{cases} \quad (43)$$

有了这个统一的广义热容函数,热平衡就不必区分为固相区、液相区和相变区,在整个区域内用一个方法统一描述,当 σ 足够小时,问题的解可非常接近原方程的解。

物理上热量的吸收和放出都表现在系统内能的变化,对于一个既有显热变化、又有潜热释放的物体,引进内能后,式(1)~(3)可统一地表示为

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (44)$$

考虑 $r_1 - \frac{\Delta r}{2} \leq r \leq r_1 + \frac{\Delta r}{2}$, $z_1 - \frac{\Delta z}{2} \leq z \leq z_1 + \frac{\Delta z}{2}$ 上、在 t^n 到 t^{n+1} 的 Δt 时间间隔内

该区域上内能变化为:

$$\Delta E = 2\pi \cdot r_1 \cdot \Delta r \cdot \Delta z \int_{T_{i,t^n}}^{T_{i,t^{n+1}}} C^*(T) dT \quad (45)$$

根据热平衡,该区域内能变化等于在 t^n 到 t^{n+1} 的 Δt 时间间隔内边界上传导的热量,即

$$\Delta E = \theta$$

对式(45),在小区域内采用显式差分离散得

$$\begin{aligned} \theta = & \frac{2\pi\Delta t}{\Delta r} [r_{1+1/2}\lambda_{i,j+1/2}^n(T_{i,j+1}^n - T_{i,j}^n) - r_{j-1/2}\lambda_{i,j-1/2}^n(T_{i,j}^n - T_{i,j-1}^n)] \\ & + \frac{2\pi r_1\Delta t}{\Delta z} [\lambda_{i+1/2,j}^n(T_{i+1,j}^n - T_{i,j}^n) - \lambda_{i-1/2,j}^n(T_{i,j}^n - T_{i-1,j}^n)] \end{aligned} \quad (46)$$

上面是基本的显式差分方程,对 $C^*(T)$ 采用式(43)的定义代入便可计算。以上是边界点的计算方法,对于边界点作如下考虑:

当 $z=0$, 由对称条件可得: $T_{i,1}^n = T_{i,j}^n$, 和 $\lambda_{i,1/2}^n = \lambda_{i,j,1/2}^n$, 然后代入式(46)计算,

当 $r=0$, $T_{i,-1}^n = T_{i,1}^n$, $\lambda_{i,-1/2}^n = \lambda_{i,1/2}^n$,

这样可得到等效热容法解二维问题的显式差分表示式,只要选择适当的空间和时间步长,总可得到满足工程需要的解。

四、实 验

为了测量管内过热液体冻结过程的传热,选用 $\phi 219 \times 8$ 的低温钢管,以水和原油为介质,管外用液氮作为冷冻剂,对于水,冷冻室长为 $4R$,管壁及管内径向和轴向均布有热电偶温度计,用来测量温度场,实验管段的二端装有压力计,用以测量冻塞强度,实验装置参见文

献[1], 水的初始温度为9℃。

五、结果比较

按照上述模型和算法, 用FORTRAN语言在VAX-785机上进行了数据处理, 得到相界面位置与时间关系, 及不同时刻下温度分布, 下面列出部分结果。

表 1 相界面位置与无因次时关系的比较

τ	β		
	改变变量法	等效热容法	实验值
0	1	1	1
0.03	—	0.8	0.8
0.04	0.74	—	0.77
0.10	0.61	0.61	0.63
0.15	0.46	—	0.47
0.17	0.39	0.40	0.40
0.22	0.25	—	0.27
0.20	—	0.25	0.25
0.28	0.10	—	0.14
0.31	0	0	0

1. 相界面随时间的关系

表 1 是管直径76.2mm, 壁厚1.6mm的铜管在-17.8℃, 以乙二醇-水为冷冻剂的计算值与文献[11]实验值的比较, 水的初始温度为22.2℃, Stefan数为0.1028, 由表 1 比较看出改变变量法和等效热容法的计算结果均符合较好。

图 2 是直径219mm, 壁厚8mm的低温钢管内水在液氮沸腾下冻结时的实验值与以等效热容法计算值比较。

图 3 是 $\phi 219$ 管 $z=0$ 的中心位置径向相界面位置与无因次时间关系的计算结果与实验值的比较, 由结果看出, 冻结从管壁开始逐渐向中心和两端发展, 在冷冻室管壁周围冻结较快, 内部较慢, 实验结果与计算结果基本一致。

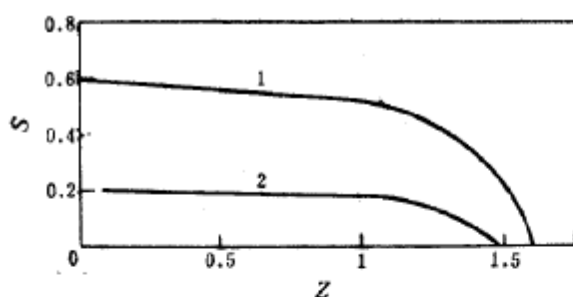


图 2 冻结层厚度随轴向长度的变化

1— $t=0.54$ h; 2— $t=0.11$ h
—— 计算值; · 实验值

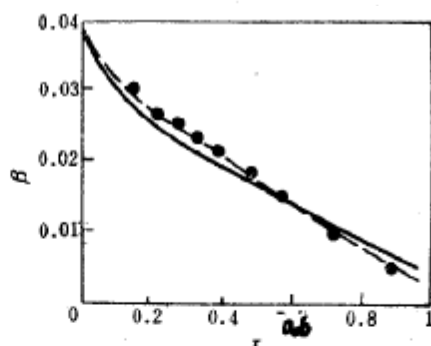


图 3 相界面位置与无因次冷冻时间的关系

($T_0=9^\circ\text{C}$; $T_\infty=-196^\circ\text{C}$; $R=109\text{mm}$; $z=0$)
——改变变量法; ——等效热容法; · 实验值

2. 温度分布

在图4中表示出直径210mm的管道内中心区液体完全冻结时温度分布, 结果比较看出, 管道中央吻合较好, 在壁面和两端差别大些, 这可能与壁面金属导热有关。

图5示出 z 为0截面, 径向温度分布, 分别利用二种方法计算, 结果吻合较好, 可以看出最高温度在中心附近, 说明最终冻结点在中心, 所以对流传热影响很少。

作者也测定了 $\phi 720$ 管内流体冻结情况, 结果基本相同, 故不列出。

由结果看出当冷冻室足够长时, 轴向中心区有段温度梯度很小, 两端温度梯度大, 冷冻封堵是希望在尽可能短的时间内完成冻堵, 当轴向温度梯度为0时, 无轴向传热、冻结时间

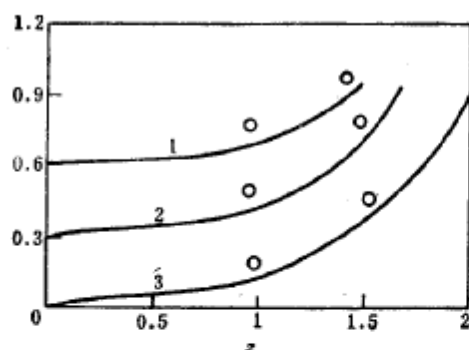


图4 中央液体完全冻结瞬时温度分布

1—106K; 2—155K; 3—273K

——计算值; ·实验值

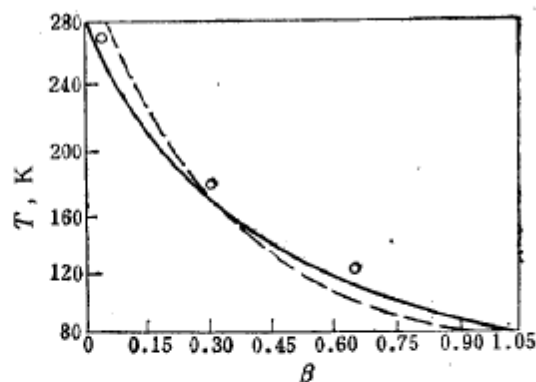


图5 完全冻结瞬时温度分布

(T₀=8℃, T_r=196℃, R=109, Z=0)

——改变变量法; ——等效热容法; ·实验值

最短。但冷冻室过长, 冻结液体多、消耗冷量大, 所以本模型有助于寻求合适的冷冻室尺寸。

本文利用二种计算方法, 计算结果基本一致, 由于改变变量法是把微分方程的系数在中时间层估计得到三对角线性代数方程组, 避免了迭代计算, 存储量少, 计算时间短, 可用PC-1500型袖珍机计算。

六、结 论

1. 由实验得到: 工业管道内静止液体冻结时, 仍以热传导为主要传热机制, 在液体过热不大时, 对流影响很小, 可以忽略。

2. 证明本文提供的模型和算法是合理的, 可用于计算管内凝固层厚度和液体温度的变化, 分析冻结过程固体生成的规律, 用于管道维修时冷冻室的设计和维修方案的选择, 以及管道表面应力的分析。

3. 本文建议的计算方法概念明确, 计算格式简单, 计算时间较短。

符 号 说 明

a 、 b ——系数

C ——比热, J/(kg·K)

C_{pv} ——汽体比热, J/(kg·K)

C_p ——冷冻剂比热, J/(kg·K)

C_{pl} ——液体比热, J/(kg·K)

D ——管道内径, m

E ——内能函数

g ——重力加速度, m/s²

h ——给热系数, W/(m²·K)

h_{fg} ——汽化热, J/kg

L ——液体固化热, J/kg

N_{re} ——努塞尔数

P ——压力, Pa

R ——管道内半径, m

Ra ——Rayleigh数

r ——半径, m

S ——冻结厚度($S=(R-r_0)/R$)

St ——Stefan数

T ——温度, K

ΔT ——温差, K

T_r ——冻点温度, K

t ——时间, s

u ——变量

v ——变量

Z ——冷冻室轴向长度之半, m

z ——轴向长, m

β ——对比半径, ξ/R θ' ——无因次热参量 λ ——管内介质导热系数, $W/(m \cdot K)$ λ_N ——液氮导热系数, $W/(m \cdot K)$ μ ——粘度, $pa \cdot s$ ξ ——相界面位置, m ρ ——密度, kg/m^3 σ ——表面张力, N/m τ ——无因次时间**上角标** K ——格点 K^* ——预估的 K 格点**下角标** c ——常态 F ——冻点 i, j, n ——格点 l ——液态 o ——初始态 pl ——饱和液体 pv ——饱和蒸汽 r ——对比态 s ——固态 v ——汽态**参 考 文 献**

- 1 Wang Xinwen, Zhang Rujie, Yao Fengming, et al. Cryogenics and Refrigeration Proceedings of International Conference, Hangzhou, China, 1989;299
- 2 Gutman Lev N. Int J Heat Mass Trans, 1986, 29(6):921
- 3 中西敏一, 古寺雅晴, 吉田嗣仁等. 石油学会志, 1971, 14(10):787
- 4 徐全生. 数值计算与计算机应用, 1982(4):216
- 5 Dillard D S, Fimmerhaus K P. Proceedings of the 8th Conference on Thermal Conductivity, 1968:949
- 6 CRC Handbook of Chemistry and Physics, 51th. ed. 1970—1971;D—125
- 7 Clements LD, Colver C P. J Heat Trans, 1972, 94(3):324
- 8 Brentari E G, Smith R V. Advances in Cryogenic Engineering, 1964, 10:325
- 9 郭白奇, 刘慈群. 应用数学学报, 1977(4):51
- 10 Hsiao J S, Chung B T F. J Heat Trans, 1986, 108, (2):462
- 11 Stewart W E, Smith K L. Int. Comm. Heat Mass Trans, 1987, 14(1):21

Liquid Freezing Process in Horizontal Pipe**Yao Fengming, Chen Benyao and Wang Xinwen**

(Guangming Research Institute of Chemical Industry, Liaoning, Dalian)

Abstract

In this paper, the heat conduction of freezing of liquid in pipe was analyzed. The methods of transforming variable and equivalent heat capacity were used for calculation respectively. A new calculation method was used with the transforming variable method for one dimensional variable problems. The calculated values agreed well with the experimental and reported values. This method could be used for solving non-linear heat conduction problem involving latent heat.