

17-26

海上油井井口热力耦合问题计算 TEJ25.8

李南生 周 晶

(大连理工大学海岸与近海工程国家重点实验室, 大连 116023)

丁德文

(国家海洋局大连海洋环境保护研究所, 大连 116024)

摘 要 建立冬季结冰期封井系统耦合热力过程的物理模型; 通过采用广义中点积分法则, 给出时间离散化的耦合系统热传导方程; 提出适应于该热力耦合热传导问题的变分原理和有限元计算列式; 讨论了与冰晶体压力相关的相变温度变化对空间离散系统数值积分和应力计算的影响。采用该耦合热力模型对辽河油田封井井口的耦合冻胀问题进行计算。

关键词 结冰期, 封井井口, 耦合热力过程, 变分原理/有限元

海上油井, 有限元

辽河油田滩海石油开采区位于冬季结冰海区, 限于目前油气开采工艺条件, 冬季海上无法作业, 入冬前必须对已完成钻探的油井实行保护性封井。保护套管内充填介质一般使用油水混合物, 在冬季负温环境下, 处在冻结温度的封闭套管内介质发生冻结。因此, 产生一个井口段冻胀问题。为了确保封井安全越冬, 必须对海上油井井口冻胀特性进行研究。

封井内油水混合物冻结过程不是一个单纯的三维相变热传导问题。密封套管内油水混合物相变受周围边界约束不能自由冻胀, 从而产生很大的附加应力。由Clapeyron方程可以得出结论: 对于像水这类相变过程中反常膨胀介质的相变温度是随晶体压力增大单调下降的; 相变温度随压力的变化率约为 $0.0738\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{MPa}$ ^[1]。相变材料所受的压力变化幅度不大时, 其相变温度随压力的变化很小而被忽略。实践证明, 封井内油水混合物冻结产生的冻胀力足以引起钢材质的套管塑性变形, 常用的N-80采油套管的最小屈服强度在 $\sigma_0 \approx 500\text{ MPa}$ 以上, 在这个压力幅度下, 材料相变温度的变化不容忽视。此时, 套管系统的形变过程不是独立发生的, 温度、(形变)位移之间存在耦连关系, 二者的变化规律由以下一组非线性偏微分方程来描述^[2]:

$$\rho \frac{\partial}{\partial t}(cT) = \sigma D - \nabla \cdot (\tilde{K} \nabla T) \quad (1)$$

$$\nabla \sigma + f = \rho \ddot{u} \quad (2)$$

式中 σ ——应力; u ——位移; T ——温度; D ——速度梯度张量。其中温度 T 和位移 u 为基本未知函数; 应力 σ 和速度梯度张量 D 不是独立变量, 它们分别根据物性定律和速度梯度张量 D 的定义与基本未知变量位移函数 u 相关:

收稿日期: 1998-12-25; 收修改稿日期: 1999-04-08

$$\begin{aligned}\dot{\sigma} &= E(D - \dot{\varepsilon}_0) \\ D &= \frac{1}{2}(\nabla \dot{\mathbf{u}} + \nabla^T \dot{\mathbf{u}})\end{aligned}\quad (3)$$

方程(1)~(3)中 ρ ——材料密度; c ——热容量; $\tilde{K}_y$ ——导热系数; f_v ——体积力分量; E ——弹性模量; ε_0 ——由于体积变化产生的附加应变; $\dot{\mathbf{u}}$ ——表示位移矢量对时间求导; ∇ ——梯度算子, 上标“ T ”表示张量转置, 用 $\bar{T}$ 、 Ω 分别表示时域和空间域, 问题中涉及的时间和空间变量定义在 $t \in [0, \bar{T}]$, $x \in \Omega$ 上。尽管温度是随时间变化的, 但由于相变过程一般比较缓慢, 相变过程引起的动力效应较小, 所以, 可以忽略式(2)中包含加速度的动力作用项。

运动方程(2)隐式地与温度 T 相关, 因而, 应力也是时间的函数。有限元法处理运动方程(2)所基于的变分原理与常规的热弹性力学问题相仿^[7]。相变条件下, 由于介质的相转变温度受压力影响, 同时, 物性参数 $c, \tilde{K}_y$ 又是温度的函数, 因而, 热传导方程(1)是一个热力耦合的、变系数偏微分方程。

1 热力耦合热传导方程

考虑边、初值条件的热力耦合热传导方程为:

$$\begin{aligned}\rho \frac{\partial}{\partial t}(cT_i) &= \sigma D - \nabla \cdot (\tilde{K} \nabla T_i) \\ t=0 \quad , \quad T_i &= T_0(x) \\ -(\tilde{K} \nabla T_i) \cdot \mathbf{n}|_{\Gamma} &= \mu [T_i - T_a(t)]|_{\Gamma}\end{aligned}\quad (4)$$

式中 用角标 $i(i=l \text{ 或 } s)$ 区分介质的不同相; Γ ——研究区域的外边界; $\mathbf{n}$ ——区域的边界外法线向量; μ ——热交换系数; $T_0(x)$ ——系统的初始温度分布; $T_a(t)$ ——与系统相互作用的外界环境的温度, 它可以是时间变量 t 的函数。

相变界面处温度梯度函数不连续, 界面处热流之差等于单位质量介质相变所需的热量; 相变区间温度等于介质的相转变温度。相变界面处介质温度场满足下面连续性方程:

$$\begin{aligned}(\tilde{K} \nabla T) \cdot \mathbf{n}|_l - (\tilde{K} \nabla T) \cdot \mathbf{n}|_s &= \rho L \frac{\partial S}{\partial t} \cdot \mathbf{n} \\ T_l = T_s &= T_f(\sigma_0)\end{aligned}\quad (5)$$

其中, $S(t)$ ——相变前锋面位置; L ——相变潜热; $T_f(\sigma_0)$ ——相变温度, 它是静水压力 σ_0 的泛函, 根据Clapeyron方程可以导出二者关系^[1]:

$$\frac{dT_f}{d\sigma_0} = \frac{v_l - v_s}{s_l - s_s} = \frac{T_f(v_l - v_s)}{L} = -A \quad (6)$$

式中 v, s 分别是比容、比熵。对于冰这类反常膨胀介质 $v_l < v_s$, 所以它的相变温度是随压力增大而下降的。式(6)中参数 A 近似取作常数, 目前普遍被接受的参数 A 的理论值为 $0.0738^\circ\text{C}/\text{MPa}$, 是由 Moser^[3] (1929) 给出的。因而有

$$T_f(\sigma_0) = 0.0738 + T_{f0} - 0.0738\sigma_0 \quad (7)$$

式中 T_{f0} ——冰晶体处在 1MPa 压力下的相变温度。

相变热传导问题中, 材料的比热 $c(T)$ 、导热系数 $k(T)$ 是温度的函数, 可以表示为^[4]:

$$\begin{aligned} c(T) &= L\delta(T - T_f) + c_s & \text{如果 } T < T_f(\sigma_0) \\ c(T) &= L\delta(T - T_f) + c_L & \text{如果 } T > T_f(\sigma_0) \\ k(T) &= k_s & \text{如果 } T < T_f(\sigma_0) \\ k(T) &= k_L & \text{如果 } T > T_f(\sigma_0) \end{aligned} \quad (8)$$

式(8)中 $\delta(T - T_f)$ 为 Dirac 函数, 具有温度倒数量纲。

2 时间离散化

在时间步 $t \in [t^n, t^n + \Delta t]$ 内, 为满足数值稳定性要求, 应用广义中心差分公式对热力耦合热传导方程(4)关于时间变量进行离散化:

$$\begin{aligned} \rho \frac{c^{n+\alpha} T^{n+\alpha} - c^n T^n}{\Delta t} &= \sigma^{n+\alpha} D^{n+\alpha} - \nabla \cdot (\tilde{K}^{n+\alpha} \nabla T^{n+\alpha}) \\ -\tilde{K}^{n+\alpha} (\nabla T)^{n+\alpha} \cdot \mathbf{n}|_\Gamma &= \mu [T^{n+\alpha} - T_a(t^{n+\alpha})]|_\Gamma \\ \sigma^{n+\alpha} &= (1-\alpha)\sigma^n + \alpha\sigma^{n+1} = \sigma^n + \alpha\Delta\sigma^n \end{aligned} \quad (9)$$

式(9)中各物理量的上标表示该量所对应的时刻; 各物理量在广义中点处 ($t^{n+\alpha}$ 时刻) 的值与物理量在 t^n 、 t^{n+1} 时刻值的关系与应力 $\sigma^{n+\alpha}$ 类似。参数 $\alpha \in [0, 1]$, $\alpha \geq 1/2$ 时, 广义中心差分法具有良好的数值稳定性^[5]。式(9)第一式等式右边应力耦合项计算由本构方程(3)第一式解出:

$$\sigma^{n+\alpha} = \sigma^n + \alpha E (D^{n+\alpha} - \varepsilon_0^{n+\alpha}) \Delta t \quad (10)$$

$$D^{n+\alpha} \Delta t = \frac{1}{2} (\nabla \dot{u}^{n+\alpha} + \nabla^T \dot{u}^{n+\alpha}) \Delta t = \left[\frac{1}{2} (\nabla + \nabla^T) \Delta u^n \right] \quad (11)$$

$t^{n+\alpha}$ 时刻应力耦合项涉及同一时刻位移梯度增量 $\Delta u^{n+\alpha}$ 值和速度梯度 $u^{n+\alpha}$ 值,这一强耦合非线性项必须通过联立动量平衡方程(2)解出,应力 $\sigma^{n+\alpha}$ 是位移梯度增量 $\Delta u^{n+\alpha}$ 的函数。将式(10)、(11)代入式(9)的第一式:

$$\begin{aligned} & \left[\rho c^{n+1} + \Delta t \nabla \cdot (\alpha [(1-\alpha) \tilde{K}^n + \alpha \tilde{K}^{n+1}]) \nabla \right] T^{n+1} - \sigma^{n+\alpha} \cdot \frac{1}{2} (\nabla + \nabla^T) \Delta u^{n+\alpha} \\ & = \rho c^n T^n - \Delta t \nabla \cdot ((1-\alpha) [(1-\alpha) \tilde{K}^n + \alpha \tilde{K}^{n+1}] \nabla) T^n \end{aligned} \quad (12)$$

令

$$\begin{aligned} \tilde{T}^{n+1} &= \begin{Bmatrix} T^{n+1} \\ \Delta u^{n+\alpha} \end{Bmatrix} \\ L &= \left\{ \rho c^{n+1} + \Delta t \nabla \cdot (\alpha [(1-\alpha) \tilde{K}^n + \alpha \tilde{K}^{n+1}]) \nabla - \sigma^{n+\alpha} \cdot \frac{1}{2} (\nabla + \nabla^T) \right\} \\ p &= \rho c^n T^n - \Delta t \nabla \cdot ((1-\alpha) [(1-\alpha) \tilde{K}^n + \alpha \tilde{K}^{n+1}] \nabla) T^n \end{aligned} \quad (13)$$

则式(12)可写成如下算子方程:

$$L \tilde{T}^{n+1} = p \quad (14)$$

由于算子 L 的形式非常复杂,其有势的证明难以达到,以下采用变分学中Galerkin法建立热力耦合问题热传导方程的变分格式。

3 热力耦合问题Galerkin有限元法及有限元列式

若将近似解 $\tilde{T}_r(x, t^{n+1})$ 表示成完备的基函数 $v_i(x)$ 的展开

$$\tilde{T}_r(x, t^{n+1}) = \begin{Bmatrix} \tilde{T}_r' \\ \Delta u_r^{n+\alpha} \end{Bmatrix} = v_i(x) \begin{Bmatrix} \tilde{T}_e^{n+1} \\ \Delta u_e^n \end{Bmatrix} \quad i=1, 2, \dots, n \quad (15)$$

将近似解 $\tilde{T}_r(x, t^{n+1})$ 代入方程(14),方程不一定成立,而存在一个余量 $R(x, t^{n+1})$,即

$$L \tilde{T}_r - p = R \quad (16)$$

余量 $R(x, t^{n+1})$ 是空间坐标和参数 $\left\{ \tilde{T}_e^{n+1}, \Delta u_e^n \right\}$ 的函数。选取权函数为基函数

$v_i(x)$,迫使余量函数在加权平均意义下积分趋近于零,

$$\int_{\Omega} v_i(x) R(x, \tilde{T}_e^{n+1}, \Delta u_e^n) dx = 0 \quad i=1, 2, \dots, n \quad (17)$$

应用分部积分法和Green公式,将方程(16)代入式(17)中并代入热、力边界条件

$$\begin{aligned}
\int_{\Omega} v_i(x) R(x, \tilde{T}_e^{n+1}, \Delta u_e^n) dx &= \int_{\Omega} v_i(x) (\rho c^{n+1} T^{n+1} - \rho c^n T^n) dx + \\
&\quad \int_{\Omega} \Delta t v_i(x) \nabla \cdot \left\{ \alpha \left[(1-\alpha) \tilde{K}^n + \alpha \tilde{K}^{n+1} \right] \nabla \tilde{T}_e^{n+1} \right\} dx - \\
&\quad \int_{\Omega} \Delta t v_i(x) \nabla \cdot \left\{ (1-\alpha) \left[(1-\alpha) \tilde{K}^n + \alpha \tilde{K}^{n+1} \right] \nabla \tilde{T}_e^n \right\} dx - \\
&\quad \int_{\Omega} v_i(x) \sigma^{n+\alpha} \nabla (\Delta u_e^n) dx \\
&= \int_{\Omega} v_i(x) (\rho c^{n+1} T^{n+1} - \rho c^n T^n) dx + \\
&\quad \oint \Delta t \alpha \left[(1-\alpha) \frac{\tilde{K}^n}{\tilde{K}^{n+1}} + \alpha \right] v_i(x) \mu [T_a(t^{n+1}) - \tilde{T}_e^{n+1}] d\Gamma - \\
&\quad \int_{\Omega} \Delta t \alpha \left[(1-\alpha) \tilde{K}^n + \alpha \tilde{K}^{n+1} \right] (\nabla v_i) (\nabla \tilde{T}_e^{n+1}) dx + \\
&\quad \oint \Delta t (1-\alpha) \left[(1-\alpha) + \alpha \frac{\tilde{K}^{n+1}}{\tilde{K}^n} \right] v_i(x) \mu [T_a(t^n) - \tilde{T}_e^n] d\Gamma - \\
&\quad \int_{\Omega} \Delta t (1-\alpha) \left[(1-\alpha) \tilde{K}^n + \alpha \tilde{K}^{n+1} \right] (\nabla v_i) (\nabla \tilde{T}_e^n) dx - \\
&\quad \int_{\Gamma} (f_s \cdot (\Delta u_e^n \cdot n)) v_i(x) d\Gamma - \int_{\Omega} (f \cdot \Delta u_e^n) v_i(x) dx
\end{aligned} \tag{18}$$

式(18)推导中利用了物理量的对称性以及忽略高阶小量;其中, f_s 是作用在边界面 Γ_f 上的力。式(18)构成热力耦合问题温度方程有限元离散的变分表示。由此, 经繁复的计算可以得出下述相转变温度随压强改变的热力耦合冻胀问题的有限元计算列式。

$$\{[C^{n+1}] - [K^{n+1}]\} \{T^{n+1}\} + \{T_a^{n+1}\} + [G^n] \{\Delta u^n\} = \{[C^n] - [K^n]\} \{T^n\} + \{T_a^n\} \tag{19}$$

其中:

$$\begin{aligned}
[C^{n+1}] &= \int_{\Omega} v_i(x) \rho c^{n+1} v_j(x) dx \\
[C^n] &= \int_{\Omega} v_i(x) \rho c^{n+1} v_j(x) dx \\
[K^{n+1}] &= \oint \Delta t \alpha \left[(1-\alpha) \frac{\tilde{K}^n}{\tilde{K}^{n+1}} + \alpha \right] v_i(x) \mu v_j(x) d\Gamma
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\left[\mathbf{K}^n \right] &= \int_{\Gamma} \Delta t (1-\alpha) \left[(1-\alpha) + \alpha \frac{\tilde{\mathbf{K}}^{n+1}}{\tilde{\mathbf{K}}^n} \right] v_i(x) \mu v_j(x) d\Gamma \\
&\quad + \int_{\Omega} \Delta t (1-\alpha) \left[(1-\alpha) \tilde{\mathbf{K}}^n + \alpha \tilde{\mathbf{K}}^{n+1} \right] (\nabla v_i) \cdot (\nabla v_j(x)) dx \\
\left[\mathbf{T}_a^{n+1} \right] &= \int_{\Gamma} \Delta t \alpha \left[(1-\alpha) \frac{\tilde{\mathbf{K}}^n}{\tilde{\mathbf{K}}^{n+1}} + \alpha \right] v_i(x) \mu T_a(t^{n+1}) d\Gamma \\
\left[\mathbf{T}_a^n \right] &= \int_{\Gamma} \Delta t (1-\alpha) \left[(1-\alpha) + \alpha \frac{\tilde{\mathbf{K}}^{n+1}}{\tilde{\mathbf{K}}^n} \right] v_i(x) \mu T_a(t^{n+1}) d\Gamma \\
\left[\mathbf{G}^n \right] &= - \int_{\Gamma_f} \mathbf{f}_s \cdot \Delta \mathbf{u}_e^n v_i(x) d\Gamma - \int_{\Omega} \mathbf{f} \cdot \Delta \mathbf{u}_e^n v_i(x) dx \\
&\quad i, j = 1, 2, \dots, n \\
&\quad + \int_{\Omega} \Delta t \alpha \left[(1-\alpha) \tilde{\mathbf{K}}^n + \alpha \tilde{\mathbf{K}}^{n+1} \right] (\nabla v_i) \cdot (\nabla v_j(x)) dx
\end{aligned}$$

式 (19) 给出空间离散形式的单元结点上一对未知耦合变量 $\{\mathbf{T}^{n+1}, \Delta \mathbf{u}^n\}$ 满足的热传导方程。由于热参数 $c, \tilde{\mathbf{K}}$ 依赖于温度值, 在上述有限元列式系数矩阵的计算式中, 也可以认为热参数 $c, \tilde{\mathbf{K}}$ 是空间坐标的函数, 数值计算中由式 (8) 决定热参数 $c, \tilde{\mathbf{K}}$ 的取值。上式中各项依次反映导热系数、比热、边界条件对有限元离散方程的贡献, 由此看出, 当边界热交换系数 μ 不等于 0 时, 作为基本未知变量之一的边界温度与系统内部温度之间是相互关联的。

4 应力计算公式

方程 (19) 给出的系统热力耦合热传导方程的有限元公式是不闭合的, 单纯根据耦合热传导方程的有限元列式 (19) 无法进行计算, 必须联立动量平衡方程 (2)。相变系统由固、液两相构成, 计算中固相和液相的力学形态必须采用不同的描述方式。

固相的有限元计算列式

$$[\bar{\mathbf{K}}] \{\Delta \mathbf{u}^n\} = [\mathbf{L}]^T [\mathbf{D}] \{\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}^{n+1} - \bar{\boldsymbol{\varepsilon}}^n\} \quad (20)$$

式 (20) 中 $[\mathbf{L}]$ 是应变与位移的关系矩阵, $[\mathbf{D}]$ 是弹性矩阵, 而刚度矩阵

$$[\bar{\mathbf{K}}] = [\mathbf{L}]^T [\mathbf{D}] [\mathbf{L}]$$

耦合相变问题中, 冻胀力的影响远超过外力, 因而, 在式 (20) 中忽略外力影响。

对于介质的液相, 其物理方程应由反映液体内能、体积和压力三者关系的“状态方程”来描述, 多项式形式的 Gruneisen 状态方程为:

$$P = a(\eta - 1) + b(\eta - 1)^2 + c(\eta - 1)^3 + d\eta E$$

$$\eta = 1/V \quad (21)$$

式中 P ——静水压力, V ——相对体积, E ——系统内能; a 、 b 、 c 、 d 为参数, 数值可从爆炸力学手册查到。

5 计算流程与算例

耦合热力问题简要计算流程:

a) 置时间变量 $t=0$, 选择时间步长 Δt ;

b) 计算初始时刻的水、热物理参数, 形成刚度矩阵 $[\bar{K}]$ 、热传导矩阵 $[K]$ 、热容量矩阵 $[C]$ 和矩阵 $[G]$; 利用应力计算公式 (20) 解出位移增量 Δu^0 ; 将 Δu^0 代入式 (19) 计算出温度 T^0 ;

c) 迭代计算, 置 $t = t + \Delta t$ 。根据前一时间步的温度值计算水、热物理参数, 形成对应时刻的刚度矩阵 $[\bar{K}]$ 、热传导矩阵 $[K]$ 、热容量矩阵 $[C]$ 和矩阵 $[G]$; 根据式 (21) 得出液相压力值, 由此确定相变温度 T_f 和相变界面位置; 利用应力计算公式 (20) 解出位移增量 $\Delta u'$; 将 $\Delta u'$ 代入式 (19) 计算出温度 T' ;

d) 看是否 $t \leq \bar{T}$? 若是, 返回步骤3重新进行迭代; 若否, 终止计算。

以下给出辽河油田海上油井井口耦合冻胀问题的计算实例。封井系统结构沿其径向由外至内由以下几部分构成:

- a) 隔水套管;
- b) 浇注水泥保护层, 在外层隔水套管和内层保护套管之间注入混凝土;
- c) 保护套管, 保护套管为 N-80 成型钢管, 套管内径为 0.12916m, 壁厚 0.01054m;
- d) 保护套管内部灌注的液态介质和采油管。

封井系统上部 2m 的套管位于海平面之上, 以下到海床的近 10m 套管位于海水中。海平面上暴露于空气中封井的外部边界温度取作当地冬季平均气温值 $T_a = -4.2^\circ\text{C}$ 。计算所用热学参数见表 1。

热地层产生向上传递的地中热流影响采油管的下部边界的温度值, 根据地中热流公式近似给出下部边界温度。地中热流计算公式为:

$$T(z) = T_0 + G_r Z$$

式中 $T(z)$ ——深度 z 处的温度; T_0 ——深度为 0 处的温度; G_r ——地热梯度。

计算时段为三个月的温度分布, 初始时间积分步长为半天。平衡方程的收敛公差取为 1.0×10^{-3} 。在计算大规模方程组时, 为节约内存和提高计算效率, 系统方程的系数矩阵采用带宽优化技术, 以及传导矩阵 $[C]$ 实行对角化, 每隔 10 步刷新一次传导矩阵 $[C]$ 。

表1 几种介质的热学参数

材 料	比重 (kg/m^3)	导热系数 ($\text{W/m} \cdot \text{K}$)	比热 ($\text{J/kg} \cdot ^\circ\text{C}$)	相变潜热 (J/kg)
海 水	1023.34	0.599	4183	3.335×10^3
护管钢材 (N-80型钢)	7860	51.2	440	
混凝土	2344	1.84	750	
套管钢材 (16Mn)	7817	51.9	446	

套管直径远小于其长度,内部介质相变过程由上至下沿轴向发展。图1、图2分别显示出套管井口介质冻结深度和冻结速率随时间的变化。图3给出套管顶盖沿径向的总位移。计算结果表明,最大冻胀时套管内部最大等效应力达到512MPa,位置在套管与顶盖的结合部。

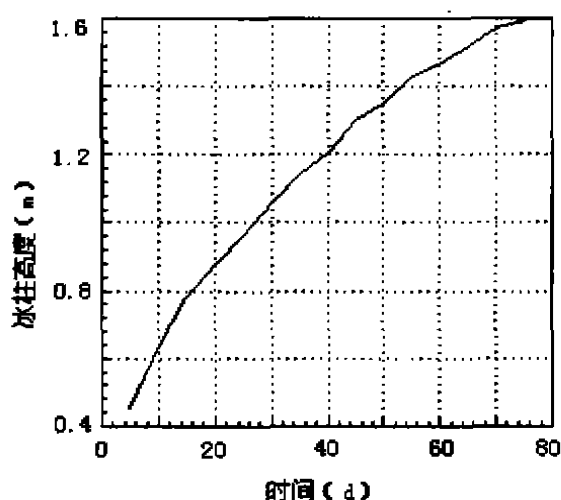


图1 套管内冻结冰柱高度随时间变化关系

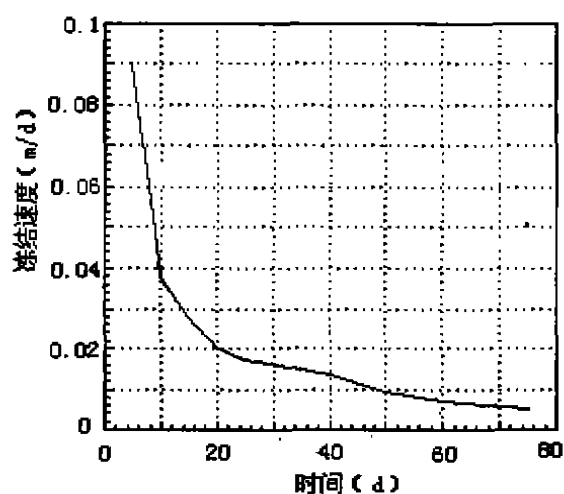


图2 冻结锋面推进速度随时间变化关系

5 结 语

广义中点积分法当积分参数 $\alpha \geq 1/2$ 时是无条件非线性稳定的,这点已被大量的数值实验所证实。Galerkin法用于建立有相变的热传导问题的积分弱形式平衡方程是适当的,采用Galerkin法与采用变分原理导出有限元方程形式是一致的。

封井内介质相变温度变化对耦合热传导问题的影响隐式地由式(8)和式(18)反映出来。空间离散系统关于比热、导热系数 $c, \tilde{K}$ 的积分式中, 对应 Gauss 积分点的比热、导热系数 $c, \tilde{K}$ 的值同时取决于该点的温度、压力二个耦合量。

计算表明, 套管内液态介质冻结方向基本沿套管轴向; 封闭油井内液态介质冻结温度随压力增大下降能使冻结过程比自由冻结过程更快趋于平稳; 拟静态系统最大冻胀力出现在发生最大冻胀的条件下, 套管轴向应力通常小于径向应力; 套管最大位移出现在套管顶盖中心部位, 数量级为 1cm。

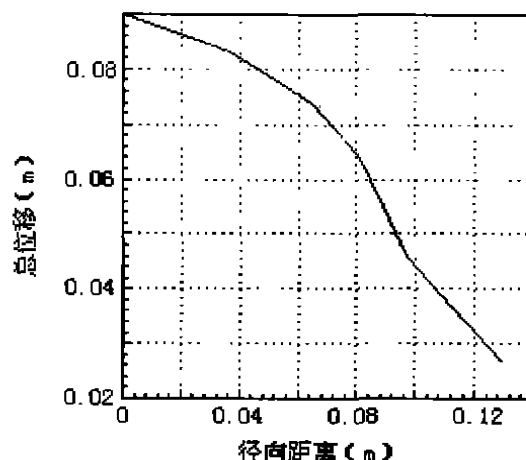


图3 套管顶盖沿径向的总位移

参考文献

- 1 Yen Y C. Review of thermal properties of snow, ice and sea ice. CRREL Report, 1981, 81-10
- 2 Duvaud G and Lions J L. Les inequations en mecanique et en physique, Dunod, Paris, 1972
- 3 Moser, H. The triple point water as a fixed point of the temperature scale. (in German.) Annaler physika, 1929, 1 (55): 341-360
- 4 Bushko W and Grosse I R. New finite element method for multidimensional phase change heat transfer problems. Numerical Heat Transfer, Part B, 1991, 19():31-48
- 5 Gear C W. Numerical initial value problems in ordinary differential equation, Prentice-Hall, Inc., 1971
- 6 Shih T M. Numerical heat transfer. Hemisphere Publishing Corp. 1984
- 7 Nickell R E and Sackman J L. Variational principles for linear coupled thermoelasticity. Quart. Appl. Math, 1968, 26(): 11
- 8 Rong-Tsong Lee and Wu-Yao Chiou. Finite-element analysis of phase-change problems using multilevel techniques. Numerical Heat Transfer, Part B, 1995, 27:277-290
- 9 李南生, 孙焕纯, 柴山. 渠系基础冻结过程水热耦合问题数值分析. 水利学报, 1997, (3)

作者简介: 李南生, 男, 1960年11月出生, 博士后, 结构力学专业, 研究方向为接触力学和有相变热力耦合热传导问题研究。1996年以来, 在国内学术刊物上发表论文12篇。

The Coupled Thermodynamic Frozen Heave of Liquid Medium at the Mouth of Oil Well

Li Nansheng and Zhou Jing

State Key Lab of Coastal & Offshore Eng, DUT, Dalian 116023

Ding Dewen

Dalian Institute of Marine Environmental Protection, Dalian 116024

Abstract A coupled thermodynamic model of frozen heave at the mouth of oil well under severe winter climate is put forward. By use of the principle of generalized midpoint and variational methods, the finite element formulas of the model of coupled thermodynamic frozen heave under spatial and temporal discrete are deduced. The paper also deals with the influence of pressure variety of ice crystal on temporal integral step-length and calculation of stress-field. A practical example of frozen heave at the mouth of oil well in the Liaohe oil-field is examined .

Keywords frozen period; mouth of oil well; coupled thermodynamic progress; variational principle and finite element