

金沢大学 ○正 員 関 平 和

金沢大学 正 員 小 森 友 明

1. はじめに 近年、LNG貯槽壁における壁内水分の凍結および壁外土層の凍結あるいは気象条件の変化による壁構造物の水分の凍結と壁面上での結露現象などが問題となるにおよんで、このような使用材料あるいは施工対象物の多様化に伴って保温・保冷対策の適否を検討するため、各場合に即した断熱計算が必要となってきた。そこで本研究では、壁層材料が冷却により壁層部では凍結、壁端面上では凝縮が起こる特異な相変化問題を取り上げ、壁層を平板試料とみなした一次元熱伝導問題の解析を行ない、Neumannの解法に準拠した近似解ならびにMurrayらの提示したvariable space network法を拡張した数値解を導出し、実験値と比較した。

2. 理 論 問題を数学的に取り扱うにあたり、つぎのような仮定を設定する。

- 1) 凍結相、未凍結相、空気相における熱的物性値はそれぞれ温度に無関係に一定である。
- 2) 試料内での凍結に伴う体積変化は無視する。
- 3) 凍結は一定の温度で起こる。
- 4) 試料および空気相内での熱移動は伝導のみによるものとし、自然対流の影響は無視する。
- 5) 空気相側水蒸気の単位時間当たりの凝縮量は一定である。

以上の仮定のもとに、この問題のモデルは図1のように示され、各相の基礎式、境界条件、初期条件は以下のごとくである。

・凍結相

$$\frac{\partial T}{\partial \theta} = H_1 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (0 < x < \delta) \quad (1)$$

$$-\frac{\partial T}{\partial x} = H_1 (T_i - T_s) \quad (H_1 = h_1/k_1) \quad (x = 0) \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = H_2 (T_i - T_s) \quad (H_2 = h_2/k_2) \quad (x = \delta_2) \quad (3)$$

$$T_i = T_s \quad (\theta = 0) \quad (4)$$

・未凍結相

$$\frac{\partial T_s}{\partial \theta} = H_3 \frac{\partial T_s}{\partial x} \quad (\delta < x < \delta_1) \quad (5)$$

$$T_s = W \quad (x = 0) \quad (6)$$

$$T_s = T_{s0} \quad (\theta = 0) \quad (7)$$

・空気相

$$\frac{\partial T_s}{\partial \theta} = H_3 \frac{\partial T_s}{\partial x} \quad (\delta_1 < x < \delta_2) \quad (8)$$

$$-\frac{\partial T_s}{\partial x} = H_3 (T_s - T_a) \quad (H_3 = h_3/k_3) \quad (x_1 = \delta_2) \quad (9)$$

$$T_s = T_a \quad (\theta = 0) \quad (10)$$

・凝縮面での境界条件

$$E_2 \frac{\partial T_s}{\partial x} = E_3 \frac{\partial T_s}{\partial x} + Q \quad (x = \delta_1) \quad (11)$$

$$T_s = T_s \quad (x = \delta_1) \quad (12)$$

・凍結面での境界条件

$$E_2 \frac{\partial T_s}{\partial x} - E_3 \frac{\partial T_s}{\partial x} = L \rho \frac{d\theta}{d\theta} \quad (x = \delta) \quad (13)$$

$$T_s = T_s = T_f \quad (x = \delta) \quad (14)$$

ここで、(3)、(4)、(6)式は各相の瞬解を求めるために設定した付加的条件であり、(11)式に含まれるQは時間0からθまでの単位時間、単位面積当たりの凝縮による平均放出熱量を示す。

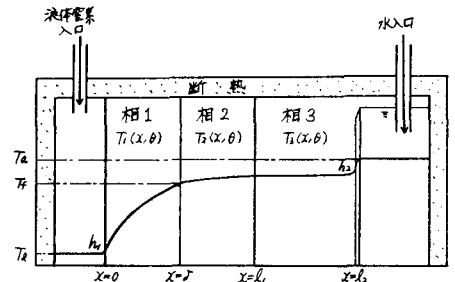


図1. モデル

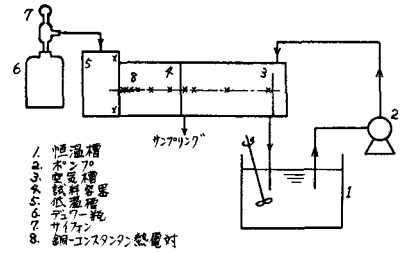


図2. 実験装置概略図

Neumannの厳密解では、凍結厚さは理論的に時間の $\sqrt{t}$ に比例することが示されており、この場合もその関係が成立するとし凍結厚さと時間の関係が λ を比例定数として、 $\delta = \lambda\sqrt{t}$ で示されるものとする。

各相の解は、Laplace変換法により、(1), (5), (8)式を解いて得られ、(13)式から凍結厚さが決定されるが、ここで得られた解は厳密には基礎式を満足しない。しかし、 λ , V , W の時間的変化が小さい範囲ではこれらの解を近似解として適用できる。

3. 実験装置および方法 図2に実験装置の概略を示す。試料とし

ては含水比の高いアスベストを壁層材料として使用した。Dewar瓶内の液体窒素をサイフォンにより低温槽に圧送することによって壁層表面が冷却され、また逆流循環された温水によって加温された空気相内水蒸気は壁層端で凝縮する。壁層および空気相の冷却過程における温度分布は試料厚さ方向の任意の位置に銅-コンスタンタン熱電対を挿入して、mV自動記録計により測定した。また結露により生ずる空気相内水蒸気の凝縮量は凝縮面直下の液取り出し管によりメスシリンダーで測定した。

4. 結果と考察 まが、 λ , V , W の値を時間 θ に対し点綴し、図3, 4に示す。この場合 λ , V の時間的変化は $\theta \approx 0.3$ hrではそれほど極端に変化せず、近似的に定数とみなすことができる。一方、 W についてはその時間的な変化はほとんど認められず定数とみなして差しつかえない。以上のことから、 $\theta \approx 0.3$ hrの範囲でここで得られた解が成立し、各相の温度分布、凍結厚さを求めることができる。凍結厚さの時間的変化について近似解、数値解より求めた計算値と実験値を図5に示す。実験値はこれらの計算値と比較的よく一致している。ただ、時間の経過につれて実験値はこれらの計算値に比べて大きくなる傾向を示すが、この原因は試料容器側壁部からの冷熱の侵入もしくは低温槽と試料容器の熱遮断の不完全是によるものと考えられる。図6には温度分布の実測値と近似解、数値解による結果を示した。この図では近似解より求めた値は数値解による値に比べ幾分高くなっているが、実測値は計算値と概してよく一致している。

5. 結 び 以上の考察からつぎのような結論が得られた。

- 1) Neumannの解法に準拠した近似解および数値解はこの場合のように壁層の含水比が比較的大きい場合に、壁層内において実測値とよく一致した。
- 2) 壁層端での凝縮速度が一定であると仮定することによって気相中の移動現象を熱と物質の同時移動の問題から単なる熱移動の問題に変換し簡略化できた。

(使用記号)

k : 熱伝導率, L : 凝固潜熱, T : 温度, h : 熱伝達係数

δ : 凍結厚さ, ρ : 密度, θ : 時間, K : 熱拡散率

(参考文献)

- 1) Carslaw, H. S. and J. C. Jaeger; "Conduction of Heat in Solids," 2nd ed., Oxford Univ. Press (1959).
- 2) Murray, W. D. and F. Landis; Trans. ASME (Heat Trans.) 81, 106 (1959)

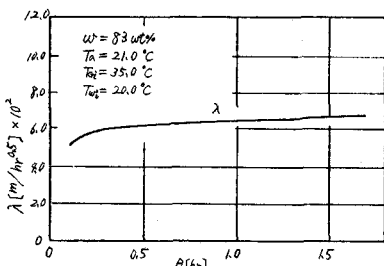


図3. λ の時間的変化

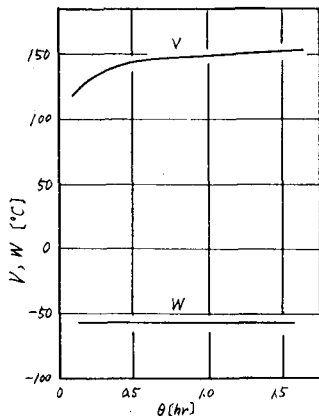


図4. V, W の時間的変化

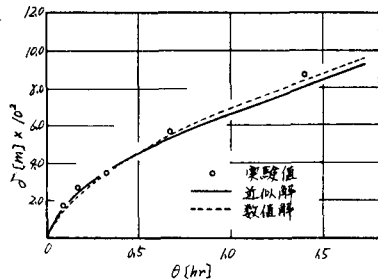


図5. 凍結厚さの時間的変化

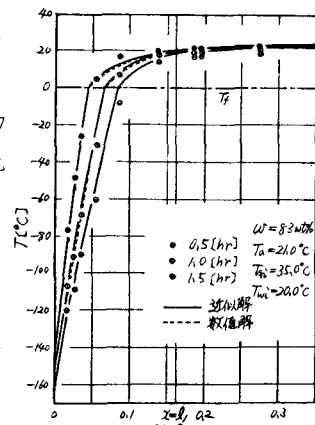


図6. 各相の温度分布