

LNG の地下岩盤内空洞貯蔵における空洞の安定性の検討

A STUDY OF STABILITY AROUND UNDERGROUND OPENINGS EXCAVATED IN ROCK MASS DUE TO STORAGE OF LNG

稲田 善紀*・北村 聖一**・岡田 明浩***

By Yoshinori INADA, Shoichi KITAMURA and Akihiro OKADA

1. 緒 言

液化天然ガス (LNG) は周知のとおり -162°C という極低温であるので、最近では安全性・耐震性を考慮して半地下式貯蔵槽も多く用いられるようになった。しかしこの貯蔵法は防災上埋め立て地等に広大な敷地を要し、海に対する環境問題等の規制の厳しい今日、必ずしも得策とはいえず、しかも国土の狭いわが国においては土地の立体的な有効利用を考えねばならぬ時勢となっている。

著者も数年前から LNG の地下岩盤内空洞への貯蔵に関し基礎的な研究を進めてきている^{1)~9)}。本論文では LNG を地下岩盤内に設けた円形空洞に直接貯蔵した場合を想定し、まず、空洞周辺の非定常の温度分布を要素分割法^{3), 9)}を用いて計算し、さらにこれに基づき、時間的に変化する熱応力等から逐次破壊を考慮に入れた空洞周辺の応力解析を行い、空洞の安定性について検討した結果について述べる。

2. 空洞周辺の温度分布

(1) 温度分布の計算方法

現在実用化されている半地下式貯蔵方式における地盤中の温度分布の解析方法には差分法および有限要素法等が用いられてきている⁷⁾。差分法は、① 解析法が明快である。② FEM に比べて適切な時間間隔の選定が容易である等の長所はあるが、形状が複雑な場合は、境界条件が煩雑となる等の短所があるといわれている⁷⁾。これに対し有限要素法は、① 複雑な形状の境界条件を処理

できる。② 複合材の解析に有効等の長所はあるが、分割要素寸法と時間間隔を適切に選定することが必要などの欠点をもっているといわれている⁷⁾。

本論文では、LNG の貯蔵によって発生する空洞周辺の温度分布を非定常の熱伝導問題として扱い、微小体積内の熱収支を考慮したシュミットの方法⁸⁾を応用した要素分割法^{3), 9)}を用いて計算することを試みた。要素分割法は、① 解析法が単純明快である。② FEM に比べ時間間隔の選定が比較的容易である。③ 複雑な形状を処理できる。④ 複合材の解析に有効である。⑤ 材料の熱定数が温度とともに不規則に変化しても容易に対応できる。⑥ 境界条件が時間とともに変化しても容易に対応できる。等前述の 2 方法の長所を合わせてもっている。このほか、特に岩石のように金属と違って非常に熱伝導の悪い物質は初期の時間には数 mm 単位で温度が極端に異なるので温度分布を求める場合はある程度メッシュを細かくとって正確に知る必要がある。しかも刻々変化するものでそれらを追跡するには計算量が非常に多くなる。そこで温度分布がまだ及んでいない領域では計算を打ち切って次の時刻の温度分布の計算に移る等の措置が必要である。したがって有限要素法のようにすべての要素についてのつり合い方程式を解く必要がなく、任意の個々の要素で計算を打ち切れる点で要素分割法は非常に都合がよい。

ここでは空洞周辺を矩形要素ならびに三角形要素に分割することにより温度分布を求め、これらの比較を行うとともに厳密解との比較をも行い要素分割法の妥当性を検討した。

a) 矩形要素分割の場合

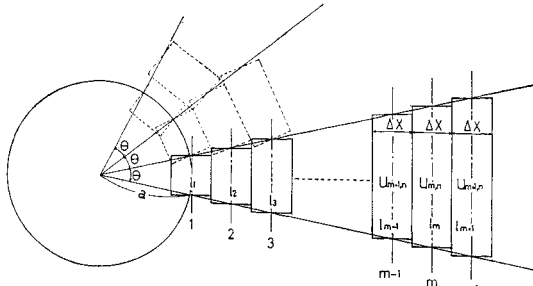
図-1 に示すように空洞周辺を矩形要素で分割すると、任意の時間における任意の要素の温度は次式で与えられる⁹⁾。

$$U_{m,n+1} = \frac{1}{C\{A+(m-1)B\}} [(C-2)$$

* 正会員 工博 愛媛大学助教授 工学部土木工学教室

** 正会員 工修 (株) 阪神コンサルタンツ調査部第一課

*** 学生会員 愛媛大学大学院修士課程



図一 要素分割法の説明図 (矩形要素分割の場合)

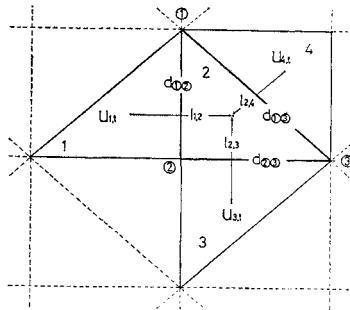
$$\cdot \{A + (m-1)B\} U_{m,n} + \{A + mB\} U_{m+1,n} + \{A + (m-2)B\} U_{m-1,n} \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 $m \geq 2$, $A = a \sin(\theta/2)$, $B = \Delta X \tan(\theta/2)$,

$$C = \Delta X^2 / K \cdot \Delta \tau$$

- ただし、 $U_{m,n}$: 要素 m における時刻 n の温度
- a : 空洞半径, θ : 中心角, m : 要素番号
- ΔX : 分割要素間隔, $\Delta \tau$: 分割時間間隔
- n : 任意の時間
- $n+1$: n より $\Delta \tau$ だけ後の時間
- K : 熱拡散率

なお, 式 (1) は円周方向の温度差がなく, 同心円的



図二 要素分割法の説明図 (三角形要素分割の場合)

に温度分布が広がってゆくと仮定した場合に適用できる式で, 地表あるいは他の空洞から影響を受ける場合等, 別の境界条件を考慮せねばならない場合には適用できない。

b) 三角形要素分割の場合

前述のとおり矩形要素分割が適用できない場合は要素の形状を三角形にすることによって温度分布を計算することができる。この場合 図-2 に示すように, 符号をとると要素 2 の任意の時間における温度は次式で与えられる⁶⁾。

$$U_{2,t+1} = U_{2,t} + \frac{K}{S_2} \Delta \tau \left\{ \frac{U_{1,t} - U_{2,t}}{l_{1,2}} d_{1\textcircled{2}} + \frac{U_{4,t} - U_{2,t}}{l_{2,4}} d_{2\textcircled{4}} + \frac{U_{3,t} - U_{2,t}}{l_{2,3}} d_{2\textcircled{3}} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

- ただし ①, ②, ③... : 各三角形要素の節点番号 ; 1, 2, 3... : 各三角形の要素の番号 ; $U_{1,t}, U_{2,t}, U_{3,t}$... : 任意の時間 t における各要素の温度 ; $l_{1,2}, l_{2,3}, l_{2,4}$... : 各要素の重心間距離 ; $d_{1\textcircled{2}}, d_{2\textcircled{3}}, d_{2\textcircled{4}}$... : 各辺の長さ ; S_1, S_2, S_3 ... : 各要素の面積

なお, 式 (2) は隣接する要素の重心間を結ぶ直線と辺とが直交するかまたはこれに非常に近い場合に成立する式であるので, 要素の分割に際してはできるだけ正三角形か直角三角形に近い三角形に分割する必要がある。

(2) 温度分布の計算結果および考察

矩形要素分割の場合の式 (1) を用いて温度分布を計算するとき, 精度上問題となるのは中心角の大きさ (θ), 要素の間隔 (ΔX) および時間間隔 ($\Delta \tau$) である。まず θ については, LNG の気化温度である -162°C を表面温度とし, 空洞の直径 2, 5, 10 m の各場合について ΔX , θ を種々に変化させた場合の各要素の中心温度の時間的変化を求めたが, このうち代表例を 図-3 (a), (b) に示した。これらの結果を総合して判断すると, どの要素においても,

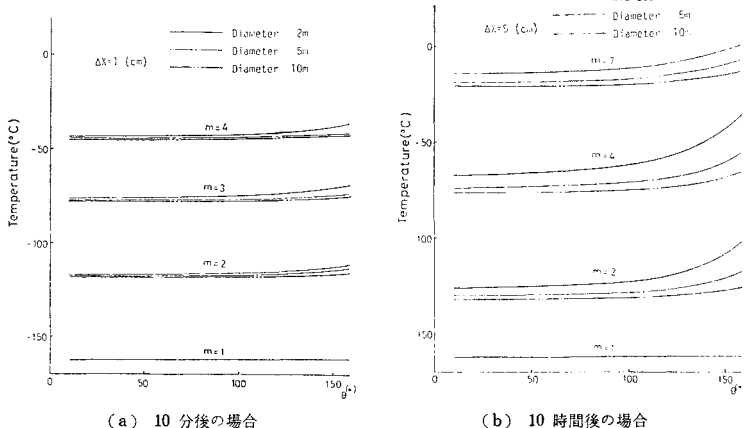


図-3 θ を変化させた場合の各要素の中心温度

また, 空洞の直径にかかわらず $\theta = 30^\circ$ 以下であればほとんど精度上影響がないことがわかった³⁾。ここでは念のため $\theta = 15^\circ$ として計算している。次に $\Delta X = 1 \text{ cm}$ とし, 空洞の直径 2, 5, 10 m の各場合について無次元化した $C = \Delta X^2 / K \Delta \tau$ の値を種々に変化させた場合の分割要素の中心温度の変化を求めた。このうち代表例として $K = 8.0 \times 10^{-3} \text{ [cm}^2/\text{s]}$ のものを 図-4 (a), (b) に示した。同様に $\Delta X = 10 \text{ cm}$ の場合につい

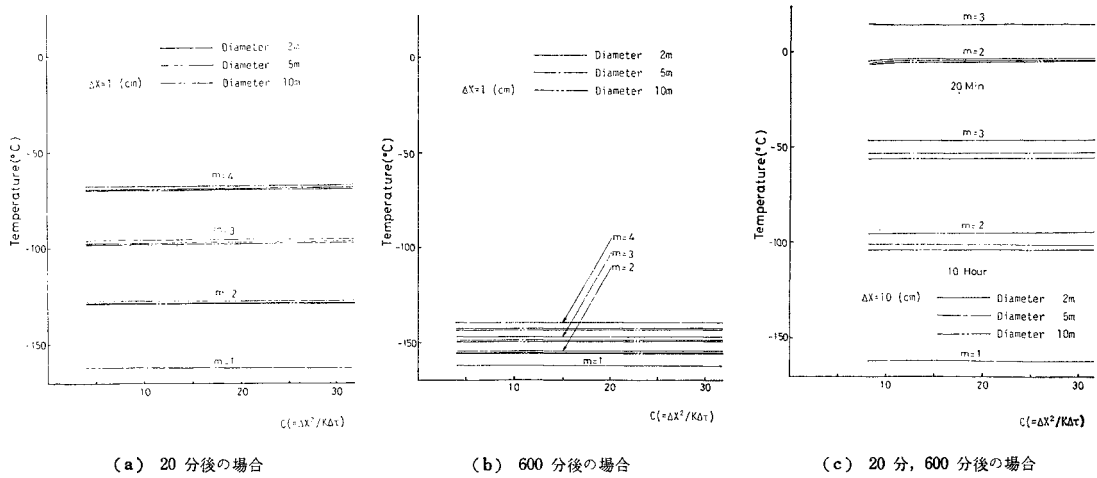


図-4 C を変化させた場合の各要素の中心温度

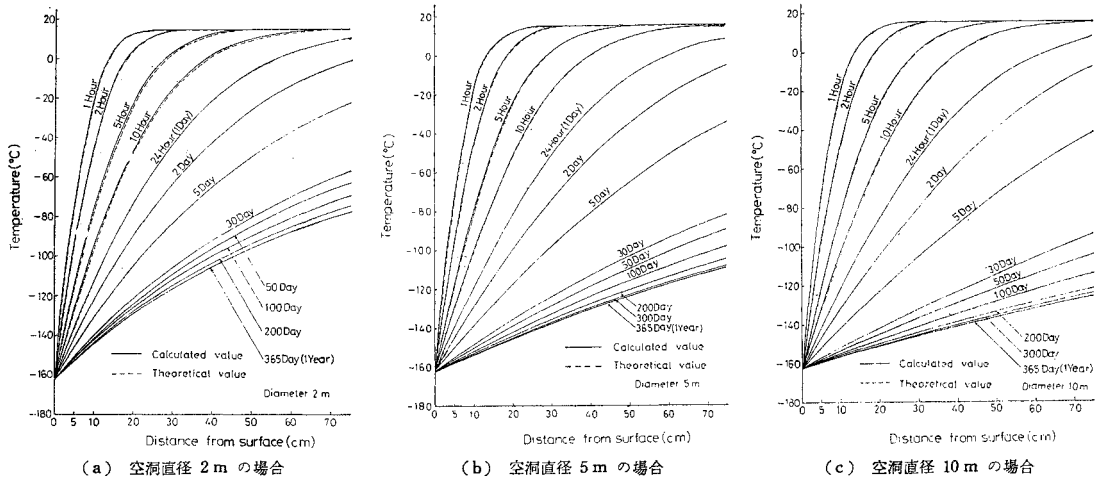


図-5 空洞周辺の温度分布の時間的変化

て求めたものが(c)である。これらの図からわかるように、 $C \geq 10$ 以上ではほとんど温度は収束して、精度上問題がないことがわかるが、ここでは念のため $C=20$ として計算している。

以上の基礎事項をふまえ、新鮮で亀裂のない花崗岩の岩盤中の地下 100 m の位置に直径 2, 5, 10 m の円形空洞を設けこの空洞内に LNG を貯蔵した場合を想定し、空洞周辺の温度分布を求め(ここでは便宜上初期温度をすべて 15°C としている)とりまとめたものが図-15(a), (b), (c) である。ただし、水平方向には温度分布に影響を及ぼさない十分な広がりをもつ地山を想定している。また、実際には地下水の影響によって岩盤は湿潤状態にあると考えられる。したがって氷結現象等によって状態が変化し、その変化に熱量が消費され、結果として熱伝導が悪くなるなど、いわゆるステファン問題¹²⁾を考慮しなければならない。本論文ではこれらを考慮し、湿潤状態の岩石について、みかけの熱拡散率を別の実験結果か

ら得ており、ここでは $K=11.0 \times 10^{-3} \text{cm}^2/\text{s}$ の値⁹⁾を用いて計算した。

これらの図からわかるように、初期の時間には空洞の直径いかにかわからず、急激な温度勾配を示しており、また温度分布もさほど大きな違いがみられないが、時間の経過とともに温度勾配は緩やかとなり、特に直径の大きいほど同じ時間においてより遠くまで温度の影響が及んでいる。また温度変化は時間とともに緩慢となり、約 1 年後ではほぼ準定常の状態になっていることがわかる。

一方、空洞周辺の非定常の温度分布を求めるための厳密解は次式で与えられる⁹⁾。

$$U = u_0 + \frac{2}{\pi} (u_0 - u_1) \int_0^{\infty} e^{-Ku^2 t} \cdot \frac{J_0(ur) Y_0(ua) - J_0(ua) Y_0(ur)}{J_0^2(ua) + Y_0^2(ua)} \frac{du}{u} \dots (3)$$

ただし、 u_0 : 熱源温度、 u_1 : 伝熱媒体の初期温度
 K : 熱拡散率、 t : 時間、 a : 空洞の半径

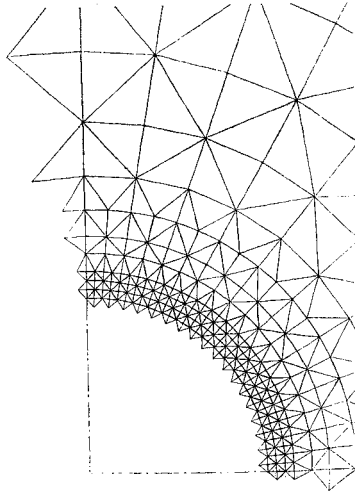


図-6 三角形要素による空洞周辺の分割の例

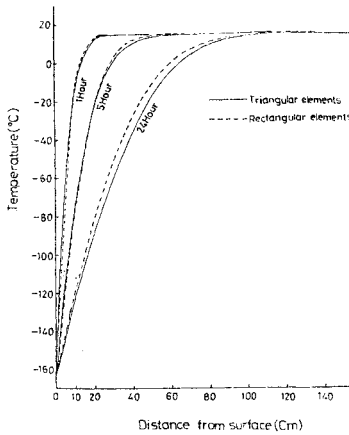


図-7 分割要素の形状が温度分布に及ぼす影響

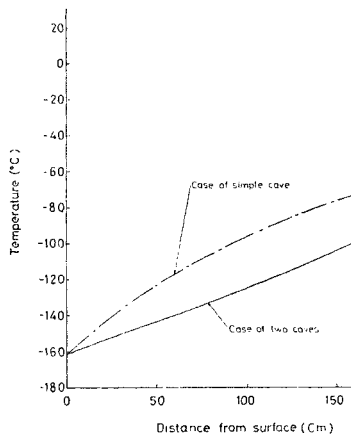


図-8 単一空洞と双設空洞の温度分布の比較

J_0, Y_0 : 0階ベッセル関数

式(3)は初期の時間においては次式で近似される⁸⁾。

$$\begin{aligned}
 U = & u_1 + \frac{(u_0 - u_1) a^{1/2}}{r^{1/2}} \operatorname{erfc} \frac{r-a}{2 \sqrt{Kt}} \\
 & + \frac{(u_0 - u_1)(r-a) \sqrt{Kt}}{4 a^{1/2} r^{3/2}} \operatorname{ierfc} \frac{r-a}{2 \sqrt{Kt}} \\
 & + \frac{(u_0 - u_1)(9 a^2 - 2 ar - 7 r^2) Kt}{32 a^{3/2} r^{5/2}} l^2 \operatorname{erfc} \\
 & \cdot \frac{r-a}{2 \sqrt{Kt}} + \dots \dots \dots (4)
 \end{aligned}$$

式(4)を用いて計算した結果を図-5(a)~(c)に破線で示し、前述の要素分割法により得た結果とを比較したが、その差は最大で2°Cで、非常によく一致している。

ここで、空洞周辺を前述の図-1に示したような矩形要素で分割した場合と、図-6に示すような三角形要素で分割した場合の分割形状の違いが温度分布に及ぼす影響を直径5mの空洞の場合について調べたものが図-7である。時間の経過とともに両者には少しずつ差が現われ、三角形要素の方が精度が少し落ちるが、空洞の数が複数の場合や形状が複雑な場合あるいは地表の境界条件を考慮せねばならない場合には三角形要素を用いざるを得ない。

さて、ここで要素分割法を用いて種々の場合の温度分布を求めてみる。

まず、空洞が複数の場合について考える。いま、直径5mの空洞を水平方向に直径の5倍(空洞表面間距離25m)離して双設空洞とした場合を想定し、この場合の温度分布を単一空洞のそれと比較したものが図-8である。空洞表面から1mの位置における温度差は約30°Cあり、双設空洞の中間点(12.5m)における温度差は4°Cであることから、両者にはかなりの温度分布の差があることがわかる。なお、単一空洞の1年後の温度分布から(図-5(b)参照)低温の影響が及ばない最小距離は空洞の表面から約17mであることがわかった。

次に、実際のLNG貯蔵槽には内壁に液密および気

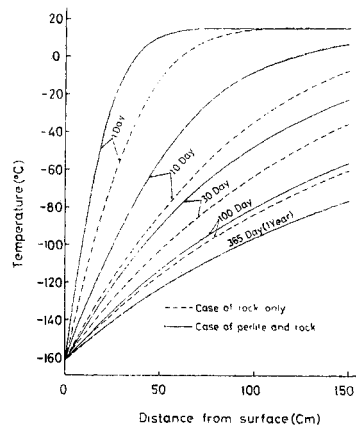


図-9 空洞周辺に1mの保冷材の層を設けた場合の温度分布

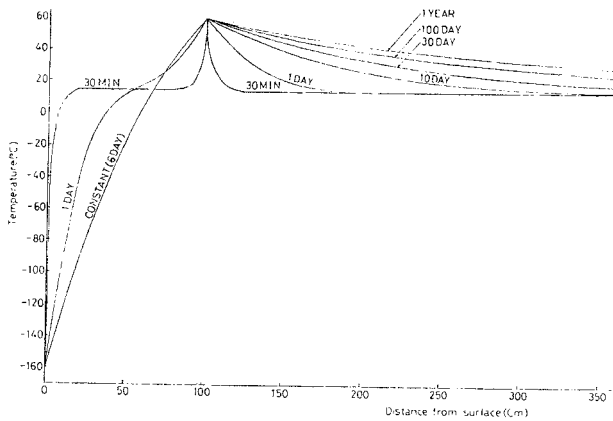


図-10 空洞周辺 1m を岩粉層とし、岩盤との境界に 60°C のヒータを設けた場合の温度分布

密のため、しかも低温において脆性破壊を起こさない 2～3mm 程度の薄い金属（メンブレン）を使用し、その外側に保冷材としてパーライトを使用したものがある。ここでも空洞の周辺に厚さ 1m のパーライト粉の層を設けた場合を想定して温度分布を求めたものが図-9 である（ここではパーライト粉の層の熱拡散率の値を $K = 2.8 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$ として計算した）。この図から、約 30 日後までは保冷材の効果がよく現われているが、1 年後には岩盤のみの場合と一致してしまうことがうかがえる。

次に極低温が岩盤内に伝導するのを防止する目的で空洞の周辺に人工的に岩粉を満した層を 1m 設け、その層と岩盤との境界に 60°C のヒータを設けた場合を考える。この場合の温度分布を理論的に求めたものが図-10 である。1m 以内では 6 日後から定常状態になることがうかがえる。ただし、ヒータ設置によるボイルオフガスの増大が問題として残る。

さて、実際に LNG を空洞に貯蔵した場合には空洞はほとんどが液体で、一部が気化して満たされているであろう。この場合、液体あるいは気体と空洞表面との間で熱伝達が行われるので気体あるいは液体の温度は必ずしもそのまま岩盤に伝わるわけではない。いま、これを 1 つの抵抗とみて、この抵抗に等しい厚みに見合う岩盤を空洞表面にさらに付加して、熱伝導がそこから行われるとするいわゆる“表面熱抵抗の等価の厚さ”⁹⁾を考えてみる。これは一般に固体表面の粗さや気体または液体の流速の影響を受けるが、等価の厚さは実験の結果をもとに理論値を修正するために求めるものであるので、得られた値を用いて逆に理論値を修正すれば実際の現象にかなりの近似ができるものと考えられる。さて、等価の厚さ δ は、著者らが別の実験によって求めた結果⁶⁾、気体と岩盤表面間では $\delta = 1.0 \sim 1.2 \text{ cm}$ 程度、液体と岩盤表面間では δ はほぼ 0 とみなせることがわかった。したが

って実用上は（実際の現場に即した大きなモデルを考える場合には）気体と岩盤、液体と岩盤の両方の場合について等価の厚さを無視してもほとんど温度分布の値に影響を及ぼさないと考えられる。

3. 空洞周辺の応力解析

(1) 岩石の強度および熱物性値

低温下の岩石の強度や熱物性値は温度とともにその値を異にする。また、実際には地下水の影響によって岩盤は湿潤状態にあると考えられる。したがって低温下における湿潤状態の岩石の強度や熱物性値が必要となる。これらの値については、著者が別の実験によってすでに求めているので^{2), 4), 5)}その値を本解析で使用した。それらを取りまとめたものが表-1 である。

(2) 塑性領域の判定法

岩盤内の破壊条件については種々の考え方があるが、ここでは Mohr の破壊包絡線説に従うものとする。

すなわち、岩石内に生じている最大主応力が引張応力であり、しかもその値が岩石の一軸引張強さ S_t よりも大きければその点は引張破壊するものと考え、最大主応力が S_t よりも小さければその点に生じる最大主応力と最小主応力を直径とする円が、 S_t を頂点とし、一軸圧縮強さ S_c と原点とを直径とする円に接するいわゆる Mohr の応力円包絡線（図-11 参照）とに接するか交わるかすれば破壊するものとする。これを式で表わすと次の

表-1 本解析に用いた岩石の物性値（湿潤状態）

温度範囲 (°C)	線膨張係数 (1/°C) $\times 10^{-6}$	弾性係数 (MPa) $\times 10^3$	ポアソン比	圧縮強度 (MPa)	引張強度 (MPa)
20～ 10		0.484	0.25	-163.7	7.7
10～ 0	15.1	0.484	0.25	-163.7	7.7
0～ -10	14.9	0.485	0.25	-164.4	9.3
-10～ -20	14.5	0.485	0.25	-165.5	10.2
-20～ -30	14.0	0.486	0.25	-167.7	10.9
-30～ -40	13.6	0.486	0.25	-170.6	11.4
-40～ -50	13.2	0.487	0.24	-174.2	11.9
-50～ -60	12.7	0.487	0.24	-178.3	12.2
-60～ -70	12.3	0.488	0.24	-182.2	12.4
-70～ -80	11.9	0.488	0.24	-186.1	12.6
-80～ -90	11.4	0.489	0.24	-189.9	12.9
-90～ -100	11.0	0.489	0.23	-193.8	13.0
-100～ -110	10.6	0.490	0.23	-197.7	13.2
-110～ -120	10.1	0.490	0.23	-201.6	13.4
-120～ -130	9.7	0.491	0.23	-205.5	13.5
-130～ -140	9.3	0.491	0.23	-209.4	13.7
-140～ -150	8.8	0.491	0.22	-213.2	13.9
-150～ -160	8.4	0.492	0.22	-217.2	14.0
-160～ -170	8.0	0.492	0.22	-221.1	14.2

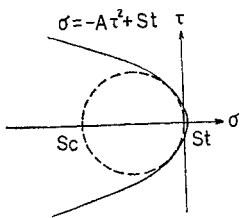


図-11 モールの破壊包絡線

ようになる。

① σ_1 が引張応力で $\sigma_1 \geq S_t$ ならばその点は破壊する。

② $\sigma_1 < S_t$ のとき

$$P \geq S_t - Ak^2 - \frac{1}{4A}$$

.....(5)

$$\text{かつ} \begin{cases} P < S_t - \frac{1}{2A} \text{.....(6)} \\ (S_t - P)^2 - k^2 > 0 \text{.....(7)} \end{cases}$$

(i) 式 (5), (6), (7) を同時に満たすならばその点は破壊する。

(ii) $P < S_t - Ak^2 - \frac{1}{4A}$ ならばその点は破壊しない。

ただし, σ_1, σ_3 : 最大および最小主応力

S_c : 一軸圧縮強度

S_t : 一軸引張強度

$$P = \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2}, \quad k = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}$$

$$A = \left(\frac{\sqrt{S_t} + \sqrt{S_t - S_c}}{\sqrt{S_c}} \right)^2$$

応力解析にあたっては後述のように有限要素法を用いたが、熱応力のためすべてが引張応力で破壊している。

この場合三角形分割要素内の重心における互いに直交な3つの主応力のうち1方向の主応力のみが引張破壊している場合には三角形要素内はその方向に薄いせんべいを重ねたように破壊していると考えられ、破壊しない主応力方向では弾性体としてふるまうと考えられるので、ここではこのような三角形要素の領域を塑性領域とよぶこととし、3つの主応力とも破壊している場合を破壊領域とよぶことにし両者を区別している。

(3) 応力解析の方法

ここでは等方性弾性岩盤の地山を想定し、被り 100 m、直径 5 m の単一円形空洞を掘削し貯蔵した場合について地山の側圧係数、風化係数を考慮して塑性領域の範囲に及ぼす影響について検討している。解析には有限要素法を用い、塑性領域には No Tension 法を適用し逐次破壊を考慮した解析を行った。なおここでは平面ひずみ問題として解析している。

a) 側圧係数および風化係数

側圧係数は次式で与えられるものとする。

$$\lambda_0 = \frac{P_h}{P_v} \text{.....(8)}$$

ただし, P_h : 水平応力, P_v : 鉛直応力, λ_0 : 側圧係数

風化係数は次式で与えられるものとする。

$$w = \left(\frac{v_p}{V_p} \right)^2 \text{.....(9)}$$

ただし, v_p : 地山の弾性波伝播速度

V_p : 試料の弾性波伝播速度

また、岩盤の強度については風化係数を用いて次のように求める。

$$S_{sc} = wS_c$$

$$S_{st} = wS_t$$

ただし, S_c : 試料の一軸圧縮強度

S_{sc} : 準岩盤圧縮強度

S_t : 試料の一軸引張強度

S_{st} : 準岩盤引張強度

上式のとおり、ここでは風化係数を地山岩盤の強度の大きさを表現する係数として用いることとする。

b) No Tension 法

土や砂のように岩石に比べると一般に強度がきわめて小さく、したがって引張力に対しては抵抗し得ないが、圧縮力にはある程度耐えてその力を伝達し得るといわれる No Tension 材料に対する応力解析の方法のうち最近よく用いられるものに異方性解析法と No Tension 法の2つがある¹⁰⁾。

異方性解析法は収束性が遅くまた収束が保証されない欠点をもっている。これに比べ No Tension 法は Zienkiewicz らが提案している解析法¹¹⁾で収束が速くしかも収束する。

本論文では逐次破壊を考慮して解析を行っているが、前述の破壊判定により塑性領域、破壊領域が生じた場合には、この領域では破壊を生ぜしめた応力方向には引張力をもはや伝え得ないものとして、これらを節点外力に置き換え引張応力がほぼ零になるまで繰り返し計算を行った。計算の手順を 図-12 に示した。

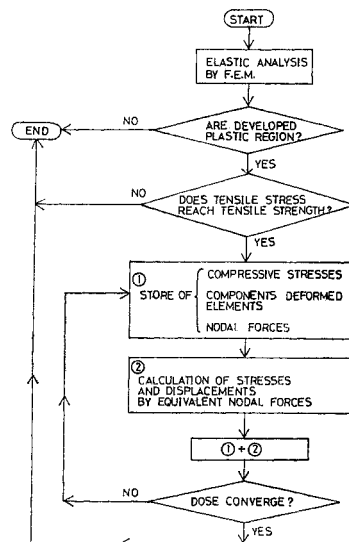
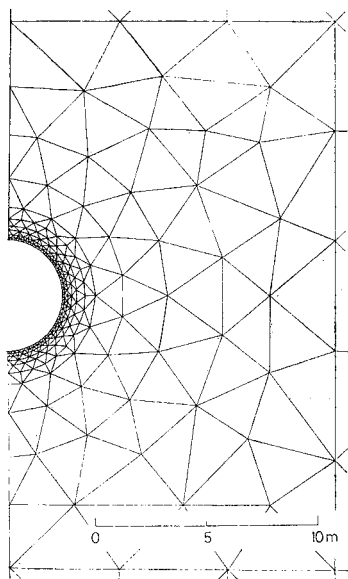


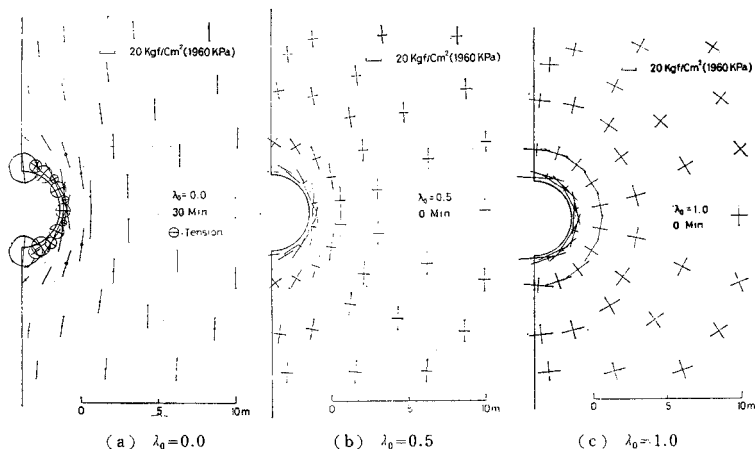
図-12 No Tension 法による計算手順



図—13 本解析で用いた要素分割の一部

(4) 応力解析の結果および考察

解析には前述のとおり有限要素法を用いたが空洞に影響を及ぼさない遠い距離に境界をとる必要がある。今回は 5 m の空洞に対し、空洞から水平、鉛直下それぞれ 100 m, 50 m に境界をとって解析した。有限要素法ではすべての要素にかかわるつり合い方程式を解いて応力を求める。しかも今回の計算のように従来の応力のほかに熱応力が重畳される計算では要素ごとに異なる温度とその温度に応じた強度、弾性変形定数、熱定数等を絶えず入れ換えていく必要がある。あまり細かく要素を分割すると記憶容量の限界や計算時間の長大化する問題が生じる。したがって許される範囲内で要素を大きくとる必要がある。一方前述のように温度分布計算では岩盤のように熱伝導の悪いものでは要素を細かくとる必要がある。



図—14 LNG 貯蔵前における空洞周辺の最大および最小主応力方向線図

以上のように温度分布計算と応力計算とは求める性格が違うので今回は温度分布の分割要素をそのまま応力解析に利用することができなかった。

空洞周辺の要素分割の一部を 図—13 に示した。ここでは次の 2 段階に分けて解析を行うこととする。

a) LNG 貯蔵前

まず LNG 貯蔵前には熱応力は発生せず地山の応力のみである。本来は空洞掘削時の発破によるゆるみ領域が予想されるがここでは考慮しない。

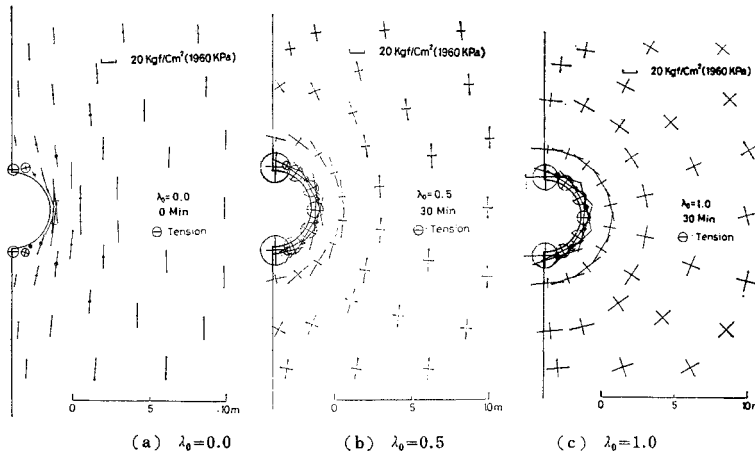
この場合の応力分布を 図—14 (a)~(c) に示した。すなわち、それぞれ側圧係数の違いによる空洞周辺の最大および最小主応力方向線図として示している。これらの図から $\lambda_0=0$ の場合には空洞の上下端およびその近傍で引張応力が発生していることがわかる。この値は最大値が P_0 の絶対値に等しく 26 kgf/cm² (2548 kPa) であるが花崗岩の引張強度の約 1/3 程度であり、ここには破壊が生じない。次に水平軸に沿う応力分布をみると、接線方向の応力 σ_t は水平で最大圧縮応力となっており、これらの値は側圧が小さいほど大きい値をとることがわかる。特に $\lambda_0=0$ のときには $\sigma_t \approx 3 P_0$ となるが、ここでは約 80 kgf/cm² (7840 kPa) の圧縮応力なので破壊は生じない。その他のあらゆる点について 3.(2) で述べた破壊の判定条件を適応させた結果、LNG 貯蔵前には、側圧係数 $\lambda_0=0, 0.5, 1.0$ いずれの場合も空洞は安定していると考えられる。

b) LNG 貯蔵後

空洞表面は前述のとおり -162°C (一定) に保たれるものと仮定する。図—5 (b) からわかるように、温度勾配は初期の時間に非常に大きい。空洞周辺には初期の時間から熱応力によって引張応力が発生し始め、この値は時間とともに大きくなってゆくが空洞表面近くの分割要素寸法を 10 cm として (実用上この程度でよいと思われる)、1 分ごとに变化した温度分布と、それに対応した

強度、弾性変形定数、熱定数等を入れ換えて種々の計算を行った結果空洞に最も近い分割要素が破壊してくるのは約 30 分後であることがわかった。

図—15 (a)~(c) はそれぞれ 30 分後における側圧の違いによる最大および最小主応力方向線図である。また、図—16 は水平軸に沿う半径方向の応力 σ_r と接線方向の応力 σ_t を側圧の違いによって、かつ貯蔵前と貯蔵後 30 分について比較をしたものである。これらの図から側



図一15 LNG 貯蔵 30 分後における空洞周辺の最大および最小主応力方向線図

圧係数 λ_0 の値にかかわらず空洞から約 20 cm 以内のところでは応力分布はよく似ている。また貯蔵前には図一14 (b), (c) からわかるように、 $\lambda_0=0.5$ および 1.0 の場合には引張応力の発生がみられなかったが、貯蔵後にはいずれの図においても熱応力のため非常に大きな引張応力が接線方向に発生していることがうかがえる。しかし、表面から遠ざかるにつれ温度の影響がなくなると応力分布は当然のことながら貯蔵前のそれに近づいてゆく。

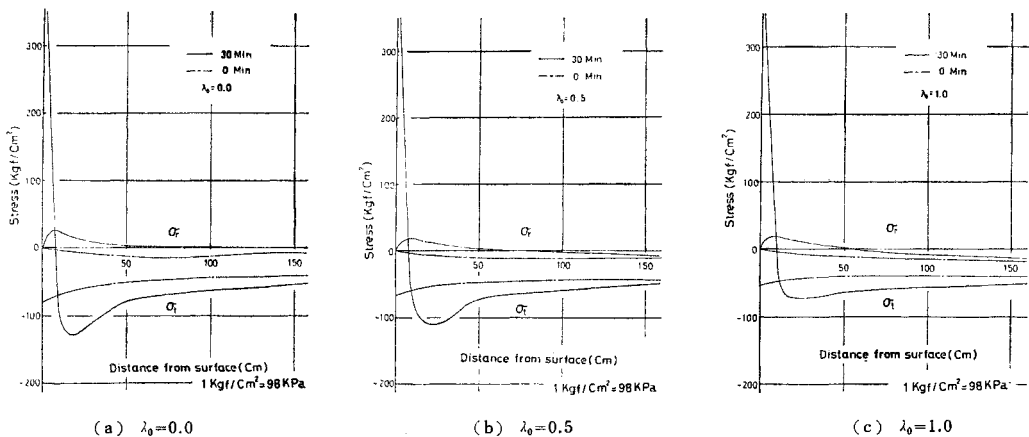
以上の結果から、熱応力の影響は非常に大きく、温度分布が初期の段階において、側圧係数のいかににかかわらず空洞周辺に沿って約 10 cm の範囲で同心円状に塑性領域が発生することがわかった。次にすでに述べたとおり、空洞周辺の温度分布は空洞の直径にかかわらず 1 年後にはほぼ準定常になり、その後も破壊は進展していくと考えられるが非常に緩慢であると考えられるのでここでは参考のため一応 1 年後における塑性領域を述べることとする。比較のため、図一5(b) から、① 1 年後の温度分布を用いてすなわち非現実的ではあるが地山内に瞬

間的に 1 年後の温度分布が与えられたと仮定して解析を行った場合と、② まず 30 分後に破壊が始まることをふまえ、これに続いて時間の経過とともに逐次に破壊が起こっていくことを考慮しながら 1 年後まで解析を行った場合とについて両者の塑性領域の違いを比較したものが図一17 である (図は $\lambda_0=0.5$ の場合のものであるが、破壊はすべて熱応力によるものであるので λ_0 を変えても塑性領域の範囲はほぼ同じとなる)。ただし、

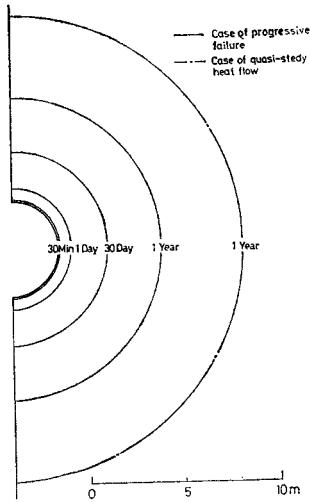
塑性領域が順次生じた場合にはマイクロクラックの発生等によって熱の移動が以前と異なることが予想されるが、ここでは熱の移動は変化しないものと仮定している。図一17から、逐次破壊を考慮した場合は塑性領域が約 6 m であるのに対し、そうでない場合は 10 m の範囲であり、約 2 倍の差があることがわかる。

以上のことから、多小労力を要するが逐次破壊を考慮した解析を行う方が時間的な概念が考慮されているのでより実際の現象に近いと考えられる。

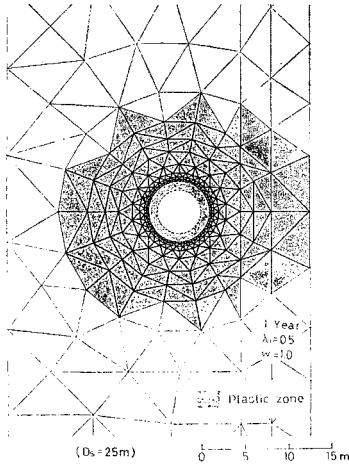
次にすでに温度分布のところでも述べたように、直径 5 m の空洞を水平方向に直径の 5 倍 (空洞表面間距離 25 m) 離して双設空洞とした場合について (図一8 参照) 1 年後の塑性領域を求めたものが 図一18 である。この図から直径の 5 倍では隣接空洞からかなりの影響を受けることがわかる。そこで空洞の 1 年後の温度分布から (図一5(b) 参照) 低温の影響が及ばない最小距離は空洞表面から約 17 m であったのでここでは空洞表面間隔を直径の 7 倍の 35 m として解析を行った。1 年後の塑性領域を求めたものが 図一19 (a), (b), (c) である。



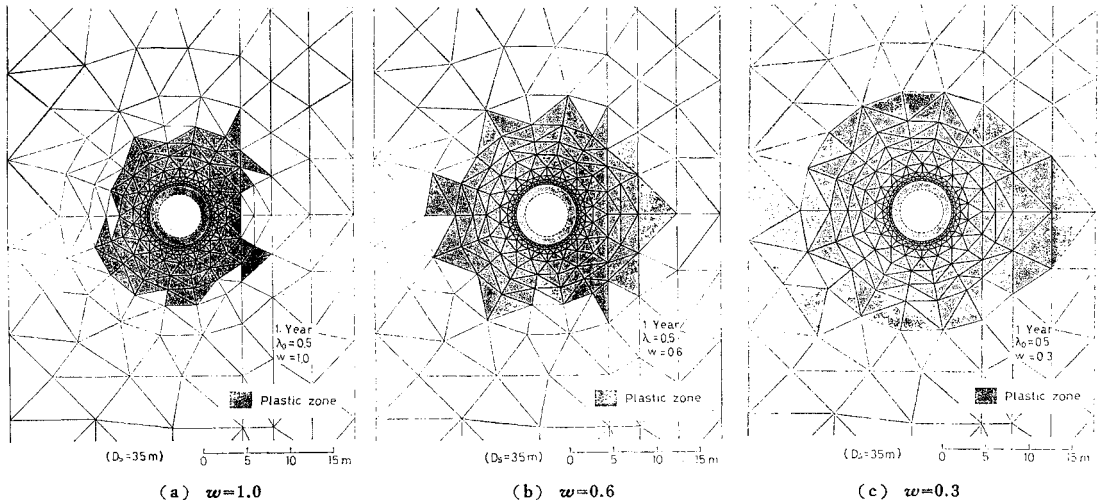
図一16 水平軸方向における空洞周辺の応力分布



図一七 逐次破壊を考慮して解析した場合と考慮しない場合とによる LNG 貯蔵 1 年後の空洞周辺の塑性領域の比較



図一八 空洞間隔を直径の 5 倍 (25 m) とした場合の LNG 貯蔵 1 年後の塑性領域



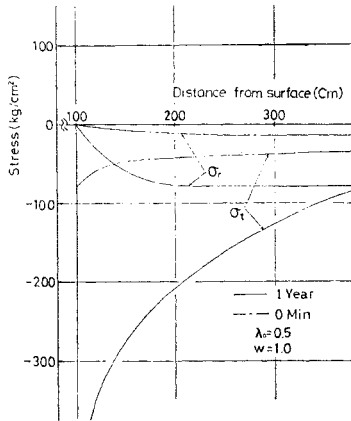
(a) $w=1.0$ (b) $w=0.6$ (c) $w=0.3$

図一九 空洞間隔を直径の約 7 倍 (35 m) とした場合の LNG 貯蔵 1 年後の塑性領域の比較

ただし、(a)、(b)、(c) はそれぞれ風化係数 w の値が 1.0, 0.6, 0.3 の場合を示している。これらの図から塑性領域の範囲がそれぞれおよそ 6 m, 9 m, 11 m であり、特に (c) では水平軸方向で約 12 m にまで達しており、風化係数が小さいほど隣接空洞の影響をかなり受けることがうかがえる。

以上の結果から地質の状態によって空洞間隔を十分考慮しておく必要があることがわかる。また、現在の LNG 貯蔵方式では中程度と考えられる 6 万 kl を貯蔵する場合、直径がそれぞれ 10 m, 5 m の場合、200 m の長さとするそれぞれ 3 本および 15 本の空洞が必要となり、300 m の長さとするそれぞれ 2.5 本および 10 本必要となる。この場合空洞間隔をできるだけ縮めるにはパーライト粉等による断熱材を用いるかあるいはヒーターを用いる方法が考えられるが、前者については図一9でみられるとおり 1 年後には効果がないことがわかっているのであまり期待ができない。後者について図一10をもとに空洞周辺 1 m を岩粉層で覆い、岩盤と岩粉層の境界にヒーターを用いた場合について解析を行った。1 年後の結果を図一20 に示した。図中の σ_r , σ_t はそれぞれ水平軸に沿う半径方向の応力および接線方向の応力を示している。岩盤内には引張応力が発生しておらず、 σ_t の値も空洞から 4 m 離れると急激に小さくなることわかる。したがってヒーターを設けた場合は空洞は安定すると推察される。ただし、前述のとおりヒーター設置によるボイルオフガスの増大が問題として残る。

今回の結果から、LNG を空洞内に貯蔵する場合には熱応力による引張応力が主体となって温度分布が準定常となる 1 年後まで塑性領域が進展してゆくことがわかった。したがってこれらに対処する工夫すなわち空洞周辺の断熱の問題ならびに液もれ、ガスもれの防止のための安全性に対する工夫すなわち空洞表面にたとえば特殊合



図—20 ヒーターを用いた場合の水平軸方向における空洞周辺の応力分布

金製の薄いメンブレンを用いることが望ましいことや低温に強い物質による空洞表面保護等がなされなければならないことがわかった。今回は紙面の都合上、種々の要因が塑性領域の範囲に及ぼす影響について述べ得なかったがこれらは別の機会に報告したいと考えている。

4. 結 言

LNG を地下の岩盤内空洞に直接貯蔵する場合を想定して解析し考察した結果について述べた。今回得られた結果を要約すると次のとおりである。

(1) 地下岩盤内空洞周辺の温度分布を要素分割法を用いて求め得ることを示した。この場合、空洞の形状が円形で単一の場合は矩形要素分割が、また形状が複雑であったり複数の場合は三角形要素分割が便利である。

(2) 空洞の直径が大きいくほど空洞表面の温度の影響が大きい。しかし、空洞の直径が今回解析を行ったような 2~10 m の範囲ではいずれの場合も約 1 年後にはほぼ準定常とみなせるような温度分布を示す。

(3) 被りが 100 m の地下岩盤内に直径 5 m の空洞を開削した場合、LNG を貯蔵前は空洞は安定しているが、貯蔵後は 30 分で熱応力による塑性領域が約 10 cm の同心円となって発生する。その後塑性領域は逐次広がってゆき、ほぼ準定常とみなせる 1 年後には約 6 m の範囲にまで広がる。

(4) 熱を遮断する方法の 1 つとして空洞の周辺に厚

さ 1 m のパーライト粉の層を設けた場合には 1 か月後までその効果が現われるが、1 年後には設けなかった場合と同じになる。またもう一つの方法として空洞の周囲にはじめから岩粉層を 1 m 設けておき、岩盤との境界に 60°C のヒーターを設けた場合には空洞は安定する。ただし、ヒーター設置によるボイルオフガスの増大が問題として残る。

(5) 複数空洞の場合には塑性領域の発生範囲に風化係数(すなわち地山岩盤の強度の大きさ)がかなり影響を及ぼす。

本研究の遂行に際し、愛媛大学工学部 八木則男 教授のご助言を賜わり、海洋工学教室海洋資源工学講座諸氏のご協力をいただいたことを記し厚く感謝する。

なお数値計算には 九大大型計算機センターの FACOM M-190 および愛媛大学計算機センターの FACOM 230-28 を使用した。

参 考 文 献

- 1) 稲田善紀・八木則男：液化天然ガスの地下貯蔵に関する基礎的研究——特に低温領域における岩石の挙動について——，土木学会岩盤力学委員会第 12 回岩盤力学に関するシンポジウム講演概要，pp. 86~90, 1979.
- 2) 稲田善紀・八木則男：低温の影響を受けた岩石の力学特性，材料，28, 313, pp. 979~985, 1979.
- 3) 稲田善紀・八木則男：液化天然ガスの地下貯蔵に関する基礎的研究——特に空洞周辺における温度分布について——，土木学会岩盤力学委員会第 13 回岩盤力学に関するシンポジウム講演論文集，pp. 41~45, 1980.
- 4) 稲田善紀・八木則男：極低温下における岩石の力学特性，材料，29, 327, pp. 1221~1227, 1980.
- 5) 稲田善紀・八木則男：低温下における岩石の熱物性値，材料，29, 327, pp. 1228~1233, 1980.
- 6) 稲田善紀・重信 純：液化天然ガスを地下岩盤内空洞に貯蔵した場合の空洞周辺の温度分布，日本鉱業会誌，99, 1140, pp. 179~185, 1983.
- 7) 液化天然ガス用貯槽保安調査委員会：LNG 地下式貯槽指針，p. 27, 1979.
- 8) Carslaw, H.S. and J.C. Jaeger: Conduction of heat in Solids, Oxford at the Clarendon Press, pp. 335~336, 1959.
- 9) 坂山四郎：熱，養賢堂。p. 45, 1969.
- 10) 川本眺万・林 正夫：地盤工学における有限要素解析，培風館，pp. 112~115, 1978.
- 11) Zienkiewicz, O.C., S. Valliappan and I.P. King: Stress Analysis of Rock as a No Tension Materials, Geotechnique, 18, pp. 56~66, 1968.
- 12) 前掲 8), p. 282.

(1983.5.19・受付)