78. 高周波加熱を用いる応力緩和法の熱解析

梶田道夫^{*†}, 矢川元基^{*}, 安藤良夫^{*}

(1979年 10月16日 受理)

Thermal Analysis in Induction Heating Stress Improvement

By Michio MASUDA, Genki YAGAWA and Yoshio ANDO

Induction Heating Stress Improvement (IHSI) has been developed for the protection against Stress Corrosion Cracking (SCC) which often occurs at the inner surface of austenitic stainless steel pipings and in fact it has already been applied to the several pipings in the boiling water reactors. However, the heating condition during this treatment has been analyzed neither analytically nor experimentally.

In this paper, we are concerned with the finite element analysis of electromagnetic field related to the heating condition of pipe during the IHSI treatment. In the analysis, the equation of vector potential component in the circumferential direction is solved assuming the axisymmetry of the geometry. Then, the calculation is made on the induced current in the pipe wall which gives the volumetric heat generation *i.e.* ohmic heating.

Finally, using the solution of heating condition, we analyze the temperature field with the help of the finite element method. The result are compared not only with the calculation based upon the simplified one-dimensional heating condition but also with the experimental values.

KEYWORDS: induction heating stress improvement, stress corrosion cracking, piping, austenitic stainless steels, finite element method, Maxwell's equation, vector potential, induced current, ohmic heating, thermal conduction, thermal analysis

Ⅰ. 緒 言

原子炉第1次冷却系配管においてしばしば問題となるオーステナイト・ステンレス鋼の応力腐食割れ(SCC: Stress Corrosion Cracking)に対する対策として、高周波加熱を用いる応力緩和法(IHSI: Induction Heating Stress Improvement)が考案され、すでに実際の沸騰水型原子炉に対しても適用されている^①。しかしながら、この処理手法における加熱条件に関しては、温度分布の実験結果からの推定値などを用いて試行錯誤的に行われているのが現状であり、本格的な解析手法はまだ確立されていない。

本報の目的は、この高周波加熱処理時における加熱条件、すなわち配管内の誘導加熱量に関連して、電磁場の方程式に対する有限要素法を用いた解析法を示すことである。また、熱伝導方程式についても定式化を行い、誘導加熱量を入力として与えたときの解析結果と実験結果との比較についても示す。

Ⅱ. IHSI の原理

ここでは、IHSIの原理を簡単に説明する^①(Fig. 1 参照)。一般に原子炉1次系配管のSCCは管の溶接部

Fig. 1 Pipe under IHSI treatment^①

^{*} 東京大学原子力工学科(Dept. of Nucl. Eng., Univ. of Tokyo)

[†] 現・日本原子力研究所大型トカマク開発部(Div. of Large Tokamak Develop., JAERI)

内表面に多く発生することが知られているが、これは必要な3つの条件、すなわち材料の鋭敏化、高い引張り応力、腐食雰囲気がこの部分に重なって起こるためである。IHSIは、このうち、溶接残留応力による配管内表面の高い引張り応力を高周波加熱を用いて改善し、圧縮側にすることでSCCを防止しようとするものである。

IHSIでは、第1ステップとして、配管外表面をコイルによって誘導加熱し、また同時に、配管内表面を水によって冷却する。このため、熱荷重により外表面付近は圧縮側、内表面付近は引張り側の応力が生じる。この熱荷重を十分に与えると配管内外表面付近では材料は降伏して塑性変形する。次のステップとして、この状態からコイルによる加熱を停止し、配管を常温まで冷却する。配管系が十分に冷却された状態になると、加熱時と逆符号の応力が残留応力として残ることになる。すなわち、最終的に配管内側に圧縮残留応力が現出し、この時点でIHSIの目的が達せられたことになる。

Ⅲ. 理 論

配管およびコイルに対してFig. 2に示すように円筒座標をとると、電磁場の方程式は θ 方向のベクトルポテンシャルによってのみ記述される⁽²⁾⁽³⁾。すなわち、

$$-\sigma_e \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{\mu_e} \left\{ r \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA) \right] + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right\} + J_0 = 0 \quad (1)$$

また、境界条件としては次の2つのタイプを考える。

$$A = \bar{A} \quad (S_1 \text{ 上で}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} (rA) = \bar{B} \quad (S_2 \text{ 上で}) \quad (3)$$

ただし、

$$S = S_1 + S_2$$

加熱用コイルには高周波の交流が流れるので、外部電流密度は

$$J_0 = \sqrt{2} J_{eff} \sin \omega t \quad (4)$$

と与えられる。また、電磁界が交流定常状態に達したものとすれば、ベクトルポテンシャルは

$$A = \sqrt{2} (a \sin \omega t + b \cos \omega t) \quad (5)$$

Fig. 2 Coordinates

で与えられる。(4),(5)式を(1)式に代入整理し、 r を乗ずると、次の2式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_e r \omega b + \frac{1}{\mu_e} \left\{ r \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (ra) \right] + \frac{\partial^2}{\partial z^2} (ra) \right\} + r J_{eff} &= 0 \\ -\sigma_e r \omega a + \frac{1}{\mu_e} \left\{ r \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rb) \right] + \frac{\partial^2}{\partial z^2} (rb) \right\} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

上式に対して、ガラーキン法を適用して部分積分を行うと、次の有限要素式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \omega P_{a\beta} b_\beta + R_{a\beta} a_\beta + E_a &= 0 \\ -\omega P_{a\beta} a_\beta + R_{a\beta} b_\beta + F_a &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (7)^*$$

ただし、

$$P_{a\beta} = \int_V \sigma_e r N_a N_\beta dr dz$$

$$R_{a\beta} = \int_V -\frac{1}{\mu_e} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r N_a) \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r N_\beta) + r \frac{\partial N_a}{\partial z} \cdot \frac{\partial N_\beta}{\partial z} \right] dr dz$$

$$E_a = \int_V J_{eff} N_a r dr dz + \int_{S_1} N_a \frac{\partial}{\partial n} (ra) dS$$

$$F_a = \int_{S_2} N_a \frac{\partial}{\partial n} (rb) dS$$

(7)式を解くことにより、節点上のベクトルポテンシャルの値が求まる。

配管内部の誘導電流密度は

$$J_{ind} = -\sigma_e \frac{\partial A}{\partial t} \quad (8)$$

で与えられるので、実効電流密度は次式で表わされる。

$$J_{ind}^{eff} = \sigma_e \omega \sqrt{a^2 + b^2} \quad (9)$$

したがって、誘導電流によって発生するジュール熱、すなわち誘導加熱量はベクトルポテンシャルを用いて次のように表わされる。

$$Q = \sigma_e \omega^2 (a^2 + b^2) \quad (10)$$

ただし、本報においては三角形1次要素(定ひずみ要素)⁽⁴⁾を用いた。また、加熱量(10)式は要素の重心で評価した。

次に、温度分布についても軸対称であると仮定すると、非定常熱伝導方程式は

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] - Q = 0 \quad (11)$$

* 本報では総和規約を用いるものとする。

ここで、境界条件として次のタイプのものを考える。

$$-\kappa \frac{\partial T}{\partial n} = \alpha(T - T_\infty) \quad (12)$$

ガラーキン法を用いて有限要素式に定式化して境界条件を代入すると、次式を得る。

$$C_{\alpha\beta} \dot{T}_\beta + K_{\alpha\beta} T_\beta + G_\alpha = 0 \quad (13)$$

ここに、

$$C_{\alpha\beta} = \int_V \rho c N_\alpha N_\beta r dr dz \quad (14)$$

$$K_{\alpha\beta} = \int_V \kappa \left(\frac{\partial N_\alpha}{\partial r} \cdot \frac{\partial N_\beta}{\partial r} + \frac{\partial N_\alpha}{\partial z} \cdot \frac{\partial N_\beta}{\partial z} \right) r dr dz + \int_S \alpha N_\alpha N_\beta r dS \quad (15)$$

$$G_\alpha = - \int_V N_\alpha Q r dr dz - \int_S \alpha N_\alpha T_\infty r dS \quad (16)$$

ただし、熱容量マトリックス(14)式は実際には部分近似を用いて集中マトリックス形にした⁽⁶⁾。これは温度解析において時間方向の積分に陽な公式を用いるためである。すなわち、集中マトリックスの対角項を c_α として、

$$T_\alpha^{n+1} = T_\alpha^n - \frac{\Delta t}{c_\alpha} (K_{\alpha\alpha} T_\alpha^n + G_\alpha^n) \quad (17)$$

ただし、ここで α に関しては総和規約は用いないもの

とする。

IV. 解析結果および考察

本報においては、例として通称12Bスケジュール80の配管を解析した。解析対象領域および要素分割をそれぞれ Fig. 3, 4 に示す。Fig. 3 においては、四辺形領域 BCKJ は銅製のコイル、DEHI は18-8ステンレス

Fig. 3 Analyzed region

Fig. 4 Finite element idealization

鋼配管であり、EFGHは水で満たされている。また、他の領域は空気である。Fig. 4に示したように配管部分を細かく分割したのは、この領域においてベクトルポテンシャルの値が急激に変化するためである。また、Fig. 3, 4においては、問題の対称性により上半分の領域のみを示した。

境界条件は、対称条件および充分遠い所でベクトルポテンシャルの値がゼロになることから、次のように仮定した。

$$\left. \begin{aligned} A &= 0 \quad (\overline{AL}, \overline{LG}, \overline{GF} \text{ 上で}) \\ \frac{\partial}{\partial n}(rA) &= 0 \quad (\overline{AF} \text{ 上で}) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

また、計算に際して材料の物性値および角周波数は以下のように仮定した。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_s &= 1.32 \times 10^6 \text{ } 1/\Omega \cdot \text{m} \quad (\text{四辺形領域 DEHI 上で}) \\ \sigma_s &= 0 \quad (\text{他の領域で}) \\ \mu_s &= 1.26 \times 10^{-6} \text{ H/m} \quad (\text{すべての領域で}) \\ \omega &= 6\pi \times 10^3 \text{ s}^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

ここで、コイルの存在する領域(四辺形領域 BCKJ)で $\sigma_s = 0$ としたことに注意する。これは、この領域で銅の電気伝導度を与えて解析するには、コイルの板厚方向に10層以上に、また長手方向にもその分割と釣り合うように分割する必要がある、實際上、全体の要素分割が著しく困難になるためである。そのため、本報では $\sigma_s = 0$ と仮定してコイル内の正味電流密度を外部電流密度に一致させ、一定の正味電流密度を仮定した。

コイルに流す外部電流密度を

$$J_{eff} = 10^6 \text{ A/m}^2$$

としたときの配管内の熱発生量分布をFig. 5～7に示す。Fig. 5は配管の板厚方向分布であり、△印はコイルの長さが無限大であるとしたときの1次元計算結果である。ここでの2次元計算結果と1次元計算結果とを比較することにより、コイルが有限幅であることの有意の影響により磁束が漏れ、加熱量が減少していることがわかる。Fig. 6は、Fig. 5の縦軸を対数スケールにしたものである。同図より、配管内表面付近を除いてかなりの部分で直線の変化を示すといえる。この直線の勾配は

$$\gamma \doteq -0.26 \text{ mm}^{-1}$$

であり、これは電流の表皮厚さ⁽⁷⁾

$$\delta = \sqrt{2/\sigma_s \mu_s \omega} \doteq 8.0 \text{ mm}$$

から容易に推定される勾配

$$\gamma = -2(1/\delta) = -0.25 \text{ mm}^{-1}$$

Fig. 5 Distribution of volumetric heat generation rate Q along thickness direction of pipe

Fig. 6 Logarithmic variation of volumetric heat generation rate Q along thickness direction of pipe

とよく一致する。なお、内表面付近において直線から外れているのは、問題が軸対称であることの効果によるものと思われる。Fig. 7は、加熱量の y 方向分布を示したものであり、同図より、当然ではあるが、コイルの存在する領域($|y| < 125 \text{ mm}$)で加熱量が大きい

ことがわかる。また、 $|y| > 250$ mmの領域ではほとんど熱量が発生しないことから、先に仮定した $\overline{AL}, \overline{LG}$ 上の境界条件 $A=0$ が妥当であるといえる。

次に、温度解析について述べる。要素の種類、要素分割は解析の便宜上、磁場解析のものと同じものを用い、配管部 DEHI のみを解析した。境界条件は

$$\alpha=0 \quad (\overline{DE}, \overline{ID}, \overline{HI} \text{ 上で})$$

$$\alpha=\bar{\alpha} \quad (\overline{HE} \text{ 上で})$$

と与えた。また、材料物性値はFig. 8に示すような温度存在性を仮定した⁽⁸⁾。

温度分布の解析結果をFig. 9に示す。同図は加熱開始から160 s 後*の配管内外面の y 方向温度分布を示したものである。破線は文献(8)に与えられる計算条件

$$\bar{\alpha}=3.1 \times 10^{-7}$$

$$\text{kcal/mm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{K} \quad (20a)**$$

$$T_w=20^\circ\text{C} \quad (20b)**$$

$$Q = \begin{cases} 1.6 \times 10^{-5} e^{-0.21x} & \text{kcal/mm}^3 \cdot \text{s} \\ (|y| < 125 \text{ mm の領域で}) \\ 0 & (|y| > 125 \text{ mm の領域で}) \end{cases} \quad (20c)**$$

を用いて計算を行なった結果である。

文献(8)においては、上式で与えられる加熱条件を出発点として解析を行なっているので、加熱条件に関して不明の点が多い。したがって、本報においては加熱中心($x=0, y=0$)における加熱量が(20c)式で与えられる値と一致するように外部電流密度 J_{eff} を決定した。すなわち、本計算における J_{eff} としては次の値を用いた。

* 高周波加熱の停止時間である。

** Figs. 5~7に示される Q の分布とは直接関係のない仮定である。

Fig. 7 Distribution of volumetric heat generation rate Q along longitudinal direction of pipe

Fig. 8 Assumed temperature dependences of thermal conductivity and heat capacity

Fig. 9 Comparison of temperature field between analysis and experiment

$$J_{\text{eff}} = 1.1 \times 10^7 \text{ A/m}^2 \quad (21)^*$$

他の条件を(20a), (20b)式に一致させたときの解を実線で示す。両者を比較することにより, (20c)式で与えられるように1次元的な加熱量を仮定すると, 中央部分で温度分布が平坦になること, コイルの端に対応する部分で温度分布が高めに評価されることなどがわかる。また, 両者とも実験結果との一致は思わしくない。これは加熱条件の推定時の誤差および熱伝達係数のバラツキによるものと思われる。そこで, 外部電流密度 J_{eff} (加熱条件) および熱伝達係数を試行錯誤的に変化させ, 実験結果と一致するように計算を試みたところ,

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha} &= 1.0 \times 10^{-6} \text{ kcal/mm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{K} \\ J_{\text{eff}} &= 1.5 \times 10^7 \text{ A/m}^2 \end{aligned} \right\} \quad (22)^*$$

を用いたとき, 全体にわたって温度分布が比較的良好に近似されることがわかった(1点鎖線参照)。なお, その場合でも, 配管外表面のコイル端付近に比較的大きな誤差が見られるが, これはコイル内で正味電流密度が一定であると仮定したことによるものと思われる。

V. 結 論

本報では, 有限要素法を用いて電磁場の解析を行い, IHSI における加熱条件を解析する手法を示した。また, 得られた加熱条件を入力として与え温度解析を行なった結果と実験結果との比較も行なった。

【記 号】

A: ベクトルポテンシャルの θ 方向成分
 a, b : A の三角級数成分(実効値)
 c : 比熱, $J_{\text{eff}}: J_0$ の実効値
 J_0 : 外部電流密度, J_{ind} : 誘導電流密度
 $J_{\text{ind}}^{\text{eff}}: J_{\text{ind}}$ の実効値, N_α : 内挿関数
 n : 外向き法線, Q : 誘導加熱量
 (r, θ, z) : 円筒座標, S : 全境界

* Figs. 5~7 に示される Q の分布を, $Q(x, y) \propto J_{\text{eff}}^2$ の関係により換算して用いている。

S_1, S_2 : S の部分, T : 温度
 T_∞ : 冷却材の温度, t : 時間
 (x, y) : 局所座標, α : 熱伝達係数
 δ : 表皮厚さ, κ : 熱伝導率
 μ_s : 誘磁率, ρ : 質量密度
 σ_s : 電気伝導率, ω : 角周波数
 $(\)_\alpha$: 節点値, $(\)^n$: 時間ステップ n の値
 $(\)$: 既知量, Δt : 時間ステップ幅
 $(\dot{\ })$: $\frac{\partial}{\partial t}(\)$

$\int_S (\) ds$: 境界積分, $\int_V (\) d\tau$: 領域積分

— 参 考 文 献 —

- (1) ANDO, Y., *et al.*: Theoretical and experimental study on induction heating stress improvement (IHSI) of nuclear primary piping, *Trans. 5th Int. Conf. Structural Mechanics in Reactor Technology*, Berlin, Germany, F 2/8, (1979).
- (2) 平川浩正: “電磁気学”, (1970), 培風館。
- (3) MIYA, K., AN, S., ANDO, Y.: Application of finite element method to electro-magneto-mechanical dynamics of superconducting magnet coil and vacuum vessel, *Proc. 6th Symp. Engineering Problems of Fusion Research*, Sae Diego, Calif. U.S.A., p. 927 ~ 934 (1975).
- (4) FINLAYSON, B.A.: “*The Method of Weighted Residuals and Variational Principles*”, (1972), Academic Press. (鷲津久一郎, 他(共訳): “重みつき残差法と変分原理”, (1974), 培風館。
- (5) ZIENKIEWICZ, O.C.: “*The Finite Element Method*”, The third expanded and revised edition of “*The Finite Element Method in Engineering Science*”, (1977), McGraw-Hill Book.
- (6) YAGAWA, G., MASUDA, M., ANDO, Y.: Finite element analysis of magnetohydrodynamics and its application to lithium blanket design of nuclear fusion reactor, *Proc. U.S.-Japan Seminar on Interdisciplinary Finite Element Analysis*, Cornell Univ., Ithaca, NY, U.S.A., (1978).
- (7) 林 重憲, 他: “電磁気学Ⅱ”, (1967), オーム社。
- (8) “オーステナイト系ステンレス管溶接部の高周波加熱による応力緩和法”, 確性試験報告書, (1977), 発電用熱機関協会。

正 誤 表 (Errata)

Vol. 22, No. 6 (1980)		誤		正
p. 394	右段下から14行目	原子炉安全員委員会	を	原子炉安全委員会
p. 395	第1表右欄	研究項目割合(%) 70	を	10
//	右段1行目	Lasmussen	を	Rasmussen