軸対称加熱された円板の残留応力分布と 入熱条件の関係について*

寺 崎 俊 夫** 横 島 直 彦***

Effect of Heat Input Condition on Residual Stress Distribution in Circular Plate due to Axial Symmetric Temperature Distribution

by

Toshio TERASAKI

(Kyushu Institute of Technology, Kitakyushu)

and Naohiko YOKOSHIMA

(Komatsu Ltd., Hirakata)

This paper presents a method of predicting residual stress distribution in a circular plate of mild steel from the heat input conditions and size of the plate when subjected the axial symmetric heat input. The important parameters of residual stress distribution were derived by use of theories of heat flow and thermo-elastoplastic analysis. The relationship between the parameters and the residual stress distribution was obtained by a program based on the finite difference method which had been confirmed by the experimental results. The figure representing this relationship gives the residual stress distribution simply from the information about heat input and plate size.

(Received Oct. 13, 1980)

キー・ワード：円板，残留応力分布，入熱条件

1 緒 言

熱弾塑性の問題はコンピュータの発達，理論解析の進歩にともない，種々の場合について解析されている^{1)~3)12)}。しかし，これまで多くの報告は理論の発展や複雑な問題の解析法に重点を置いており，現場作業の立場上の問題（たとえば，入熱を2倍にしたら残留応力分布はどのように変化するのか）に注目した報告は少いようである。著者の一人はこのような観点から突合せ溶接継手を対象として残留応力分布と入熱条件の関係を研究し，入熱条件が与えられれば比較的簡単に残留応力分布が導けるようにした⁴⁾。

本研究では円板を高周波焼入れした場合や円板を電子ビーム溶接で高速溶接した場合のように温度分布が軸対称とみなせる場合を研究対象としている。そして，最初に円板を軸対称加熱・冷却した場合に発生する残留応力分布を支配するパラメータを熱弾塑性理論と熱伝導理論から導いた。つぎに，実験により妥当性を確認した数値解析プログラムを用いて，中心加熱した円

板の残留応力分布を数値解析し，残留応力分布をパラメータで整理することにより，残留応力分布に及ぼす入熱条件の影響が図から求められるようにした。

2 残留応力を支配するパラメータについて

クリープなどの時間に依存して発生するひずみ項を考えない場合には，熱弾塑性理論におけるひずみは Von Mises の降伏条件と Prandtl-Reuss の方程式を使用した場合には次式で与えられる。

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{eij} + \dot{\varepsilon}_{pij} + \dot{\varepsilon}_{\theta ij} = \frac{\dot{s}_{ij}}{2G} - s_{ij} \frac{\dot{G}}{2G^2} + \frac{3s_{ij}\dot{\varepsilon}_p}{2\sigma} + \delta_{ij} \left(\frac{\dot{\sigma}_m}{3K} - \frac{\sigma_m \dot{K}}{3K^2} + \dot{\alpha}\theta + \alpha\dot{\theta} \right) \quad (1)$$

ただし，上付きの・は増分を示す ε ：みかけのひずみ ε_e ：弾性ひずみ ε_p ：塑性ひずみ ε_θ ：熱膨張ひずみ 下添の ij ：総和規約 s ：偏差応力 σ ：相当応力 ε_p ：相当塑性ひずみ θ ：温度 α ：線膨張係数 δ_{ij} ：クロネッカのデルタ $K=E/3(1-2\nu)$ $G=E/2(1+\nu)$ E ：ヤング率 ν ：ポアソン比 σ_m ：静水圧応力

(1)式を基準温度（たとえば 0℃）における降伏ひず

* 原稿受理 昭和55年10月13日

** 正 会 員 九州工業大学 北九州市戸畑区仙水町

*** (株)小松製作所 枚方市上野

み ϵ_{Y0} , ヤング率 E_0 , 線膨張係数 α_0 , 降伏応力 σ_{Y0} で無次元化すると次式が得られる.

$$\dot{\epsilon}_{ij}^* = \frac{\dot{s}_{ij}^*}{2G^*} - \frac{s_{ij}^* \dot{G}^*}{2G^{*2}} + \frac{3s_{ij}^* \dot{\epsilon}_p^*}{2\sigma^*} + \delta_{ij} \left(\frac{\sigma_m^*}{3K^*} - \frac{\sigma_m^* \dot{K}^*}{3K^{*2}} + \dot{\alpha}^* \theta^* + \alpha^* \dot{\theta}^* \right) \quad (2)$$

ただし $\epsilon^* \equiv \epsilon/\epsilon_{Y0}$ $s \equiv s/\sigma_{Y0}$ $E^* \equiv E/E_0$

$G^* \equiv G/E_0$ $\dot{\sigma}^* \equiv \dot{\sigma}/\sigma_{Y0}$ $\alpha^* \equiv \alpha/\alpha_0$

$\theta^* \equiv \alpha_0 \theta/\epsilon_{Y0}$ $\dot{\epsilon}_p^* \equiv \dot{\epsilon}_p/\epsilon_{Y0}$

溶接や高周波加熱の場合には外力が作用する問題は少く, 応力・ひずみの発生原因は温度変化であることが多い.

Fig. 1 は寸法 r_a , r_b の相似体(a), (b) (相似比 $r_a : r_b$) の相似点に熱源 Q_a , $Q_b (=mQ_a)$ が与えられた場合を示している. (以後, 添字 a , b は物体 a , b の物理量を示す.) 相似体の相似点に熱が瞬間的に投与された場合には熱拡散率 k が場所, 温度に無関係に一定のときに相似則は成立する. 相似点 P_a , P_b の温度 θ_a と θ_b が同一になるためには熱伝導の相似則を満足すればよい.

Fig. 1. Similar body.

熱伝導方程式

$$\partial\theta/\partial(kt) = \nabla^2\theta + p/\lambda$$

ただし λ : 熱伝導率, ∇^2 : ラプラシアン

p : 単位体積単位時間当りの入熱

は次のように無次元化される.

$$\partial\theta^*/\partial\tau = \nabla^{*2}\theta^* + p^*/\lambda^*$$

ただし $\tau \equiv kt/l^2$ $\lambda^* \equiv \lambda/l$ $p^* \equiv p/l^3$ $\nabla^{*2} \equiv \nabla^2/l^2$

l : 長さのディメンジョンを持った尺度
したがって, l として r_a , r_b を用いれば

$$\left. \begin{array}{l} \text{点熱源では} \quad m = (r_b/r_a)^3 \cdot \lambda_a/\lambda_b \\ \text{線熱源では} \quad m = (r_b/r_a)^2 \cdot \lambda_a/\lambda_b \\ \text{面熱源では} \quad m = (r_b/r_a)^1 \cdot \lambda_a/\lambda_b \end{array} \right\} \quad (3)$$

(2) 境界からの熱放散係数 β_a , β_b が

$$r_a\beta_a = r_b\beta_b \quad (4)$$

を満足するとき, 相似点の温度 θ_a , θ_b は時刻 t_a , t_b (熱を投与した瞬間を時間の原点とする) が次式を満足するときに同一となる.

$$\tau \equiv k_a t_a / r_a^2 = k_b t_b / r_b^2 \quad (5)$$

以上より, 同一材料で外力が作用せず, 変位境界条件が相似な相似体においては, 境界からの熱放散が完全吸収 ($\beta = \infty$) か完全反射 ($\beta = 0$) の場合には, 次を示す理由により応力・ひずみは相似点で等しくなる. 熱源の強さが(3)式を満足する相似体では(5)式の時刻 τ において, 相似点の温度が等しくなる. 時刻 τ_1 における相似点の温度 (θ_1 とする) および, 時刻 $\tau_2 (>\tau_1)$ における相似点の温度 (θ_2 とする) が等しいため, 時刻 τ_1 から τ_2 に変化したとき, 相似点では温度差 ($\theta_2 - \theta_1$ となる) と温度 (θ_2 となる) が等しくなる. 外力が作用せず, 相似な変位境界条件をもった相似体において, 相似点における温度差と温度が等しいため, 時間に依存した塑性ひずみが生じない熱弾塑性問題では応力とひずみは(1)式より等しくなる. 以上より, 同一材料の残留応力を支配するパラメータは主として温度の相似則を支配するパラメータであることがわかる. 異種材料間の相似体の応力・ひずみを比較する場合には(2)式より Fig. 2 に示す材料定数の温度依存性が因子として加わり, 無次元化された応力・ひずみは次の因子の関数となる.

Fig. 2. Temperature dependence of physical and mechanical properties.

σ^* or $\epsilon^* = f(\theta^*, \dot{\theta}^*, \sigma_Y^*, \dot{\sigma}_Y^*, E^*, \dot{E}^*,$

$H^*, \dot{H}^*, \alpha^*, \dot{\alpha}^*, \text{その他}) \quad (6)$

ただし H : 加工硬化係数 $H^* \equiv H/E_0$ σ_Y : 降伏応力 $\sigma_Y^* \equiv \sigma_Y/\sigma_{Y0}$

したがって, 異種材料間の残留応力を支配するパラメータは主として温度の相似則を支配するパラメータと材料定数の温度依存性を支配するパラメータである.

つぎに, Fig. 3 (a) に示す半径 R の円板に半径 a の円周上に沿って電子ビーム溶接を行った場合の温度の相似則のパラメータを考える. 電子ビーム溶接は溶接速度が非常に速く, 1 分間に 1m も溶接される. したがって, 溶接は数秒でなされる. 一方, 熱の拡散距離は $4\sqrt{k\tau}$ で与えられるため, 熱の伝導する距離は鋼の場合には熱拡散率 $k = 0.1 \text{ cm}^2/\text{sec}$ より 0.1 秒で 0.4 cm, 10 秒で 4 cm である. 今, 溶接に要した時間を 10 秒とすると溶接直後には溶接の始点と終点での熱伝導距離は 0~4 cm 異なることになる. 溶接開始後 40 秒経過すると溶接の始点と終点での熱伝導距離は 8~9 cm となり, 始終点での熱伝導距離に差がなくなる. 熱弾塑性

Fig. 3. Position of heat source.

問題で応力に影響を与える温度は一般に溶融温度に比べてかなり低温であるため、円板全体のマクロの溶接残留応力を考える場合には、溶接熱源を瞬間熱源とみなしても差しつかえないと思われる⁴⁾。そこで、溶接熱源を Fig. 3 に示すように半径 $a_1 \sim a_2$ ($a_1 < a < a_2$) の間に一様な温度上昇 T_0 が瞬間的に投与された熱源と見なす。熱源投与後の温度 θ は板の初期温度を θ_i とすると

熱放散係数 $\beta = \infty$ のとき

$$\theta(r, t) - \theta_i = \frac{2T_0}{R^2} \left[\sum_{j=1}^{\infty} \frac{a_2 J_1(\xi_j a_2) - a_1 J_1(\xi_j a_1)}{\xi_j \{J_1(\xi_j R)\}^2} \exp(-k\xi_j^2 t) \right] J_0(\xi_j r) \quad (7)$$

ただし $\xi_j: J_0(\xi_j R) = 0$ の解

熱放散係数 $\beta = 0$ のとき

$$\theta(r, t) - \theta_i = \frac{2T_0}{R^2} \left[\sum_{j=1}^{\infty} \frac{a_2 J_1(\eta_j a_2) - a_1 J_1(\eta_j a_1)}{\eta_j \{J_0(\eta_j R)\}^2} \exp(-k\eta_j^2 t) \right] J_0(\eta_j r) + \frac{a_2^2 - a_1^2}{R^2} \cdot T_0 \quad (8)$$

ただし $\eta_j: J_1(\eta_j R) = 0$ の解

の温度上昇式から得られる。

溶接では単位時間当りに板に投与される熱量は溶接電流 I (A)、溶接電圧 V (V)、熱効率 η により $0.24\eta IV$ となる。半径 a (cm) の円周を溶接速度 v (cm/sec) で一周するのに要する時間は $2\pi a/v$ (sec) であるから、溶接により板に与えられる総熱量は $0.24\eta IV \cdot 2\pi a/v$ となる。 $a_1 \sim a_2$ 間の体積は円板の板厚 h (cm) より $(\pi a_2^2 - \pi a_1^2)h$ (cm³) となり、比熱 c (cal/g $^{\circ}$ C)、密度 ρ (g/cm³) より熱容量は $(\pi a_2^2 - \pi a_1^2)h\rho c$ となる。したがって $a_1 \sim a_2$ 間の一様温度上昇 T_0 と溶接条件の関係は次式となる。

$$(\pi a_2^2 - \pi a_1^2)h\rho c T_0 = (2\pi a/v) \cdot 0.24\eta IV \quad \text{より}$$

$$T_0 = \frac{2a}{(a_2^2 - a_1^2)c\rho h} \cdot \frac{0.24\eta IV}{v} \quad (9)$$

ここで円板に投与された総熱量を円板に均一に与えたとき、円板が平均的に温度上昇する温度 T_{av} (以後、平均温度上昇と呼ぶ) を導入すると T_0 は次式となる。

$$\pi R^2 T_{av} = \pi(a_2^2 - a_1^2) T_0 \quad \text{より}$$

$$T_0 = \frac{R^2}{a_2^2 - a_1^2} T_{av} \quad (10)$$

(10)式と次の無次元量を使って、(7), (8)式を整理する。

$$a_2^* \equiv a_2/R \quad a_1^* \equiv a_1/R \quad r^* \equiv r/R \quad \xi_j^* \equiv \xi_j R$$

$$\eta_j^* \equiv \eta_j R \quad \tau \equiv kt/R^2$$

$\beta = \infty$ のとき

$$\theta(r^*, \tau) - \theta_i$$

$$= \frac{2T_{av}}{a_2^{*2} - a_1^{*2}} \left[\sum_{j=1}^{\infty} \frac{a_2^* J_1(a_2^* \xi_j^*) - a_1^* J_1(a_1^* \xi_j^*)}{\xi_j^* \{J_1(\xi_j^*)\}^2} \exp(-\tau \xi_j^{*2}) \right] J_0(r^* \xi_j^*) \quad (7')$$

ただし $\xi_j^*: J_0(\xi_j^*) = 0$ の解

$\beta = 0$ のとき

$$\theta(r^*, \tau) - \theta_i$$

$$= \frac{2T_{av}}{a_2^{*2} - a_1^{*2}} \left[\sum_{j=1}^{\infty} \frac{a_2^* J_1(a_2^* \eta_j^*) - a_1^* J_1(a_1^* \eta_j^*)}{\eta_j^* \{J_0(\eta_j^*)\}^2} \exp(-\tau \eta_j^{*2}) \right] J_0(r^* \eta_j^*) + T_{av} \quad (8')$$

ただし $\eta_j^*: J_1(\eta_j^*) = 0$ の解

(7'), (8') 式より、円板の温度の相似則のパラメータは a_2^*, a_1^*, T_{av} であり、特に T_{av} が(9), (10)式より入熱条件と結びついた重要なパラメータとなる。したがって、同一材料の円板の残留応力分布を支配するパラメータの一つは平均温度上昇 T_{av} となる。 T_{av} は(9), (10)式より溶接条件と次の関係にある。

$$T_{av} = \frac{2a}{c\rho h R^2} \cdot \frac{0.24\eta IV}{v} \quad (11)$$

また、円板の中心を入熱 q (cal/sec) で t_h (sec) の間加熱したときは

$$T_{av} = qt_h / c\rho\pi R^2 h \quad (12)$$

となる。

3 残留応力分布の数値解析

3.1 計算方法

物体中に発生する応力とひずみは三つの基礎式①応力とひずみの関係式 (構成方程式)、②応力の平衡方程式、③ひずみの適合条件、を満足しなければならない。軸対称問題を取り扱うために円柱座標 (r, θ) を使用し、添字 r, θ で半径方向、接線方向の量を示し、応力を次式の応力関数 φ で示す。

$$\sigma_r = \varphi/r \quad \sigma_\theta = d\varphi/dr \quad (13)$$

(13)式は応力関数で応力を表示しているため、応力の平衡方程式を常に満足する。ひずみと応力の関係式に(13)式を代入し、ひずみを応力関数で表示し、ひずみの適合条件を応力関数で表示すると、縦弾性係数 E が一定の場合には次式となる。¹³⁾

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} - \frac{1}{r} \frac{d\varphi}{dr} - \frac{\varphi}{r^2} = E \left[\frac{(\varepsilon_{pr} - \varepsilon_{p\theta})}{r} - \frac{d(\varepsilon_{p\theta} + \alpha T)}{dr} \right] \quad (14)$$

ただし、添字 p : 塑性ひずみ

T : 温度変化量

応力増分・ひずみ増分・応力関数増分の関係は“・”

で増分を示すと縦弾性係数が一定のときには(13), (14)式において φ を $\dot{\varphi}$, ε を $\dot{\varepsilon}$, σ を $\dot{\sigma}$ とすればよい。なお, 塑性ひずみ増分 $\dot{\varepsilon}_{pr}$, $\dot{\varepsilon}_{p\theta}$, $\dot{\varepsilon}_{pz}$ (z 方向成分) は Von Mises の降伏条件

$$\bar{\sigma} = \sqrt{3/2 \{s_{ij}s_{ij}\}}^{1/2} = \sigma_Y(\bar{\varepsilon}_p, \theta)$$

ただし, $\bar{\sigma}$: 相当応力, s_{ij} : 偏差応力

σ_Y : 降伏応力, $\bar{\varepsilon}_p$: 相当塑性ひずみ

と Prandtl-Reuss の方程式

$$\dot{\varepsilon}_{pij} = s_{ij} \dot{\lambda} \quad (\lambda \text{ は正のスカラー量})$$

を満足する制限条件を受ける。

境界条件を満足する熱弾塑性解は微分方程式(14)の増分形を差分表示した差分式を境界条件を満足するように数値解析して求めた。

3・2 計算結果の妥当性の検討

3・2・1 実験 計算結果の妥当性を検討するため

に Fig. 4 に示す円板を用いて円周溶接の実験を行った。溶接は Table I に示す化学組成をもつ直径 200 mm の円板を Table II に示す溶接条件で半径 30 mm の円周上に電子ビーム溶接で行った。残留応力は完全冷却後に半径 55 mm の点に貼り付けたひずみゲージを用いて Sachs 法を使用して円板の切削半径とひずみ

Fig. 4. Circular plate used for measuring residual stresses.

Table II. Welding conditions.

Q_{net}/h (cal/cm ²)	I (mA)	V (kV)	V (mm/min)
580	65	150	1210

Table I. Chemical compositions and mechanical properties of steel used.

Chemical composition (wt.%)										
C	Si	Mn	P	S	Cu	Ni	Cr	Mo	Sn	Al
0.22	0.23	0.85	0.017	0.021	0.11	0.15	1.10	0.19	0.019	0.042
Yield strength (kgf/mm ²)					Tensile strength (kgf/mm ²)					
60					95					

み変化の関係より求めた。

3・2・2 計算結果の妥当性の検討 Fig. 5 に電子ビーム溶接をした円板の残留応力分布の実験結果(記号○, □)と計算結果(実線)を示す。記号○印は半径方向の, □印は円周方向の残留応力を示す。計算に用いた温度は(8)式の温度式に, 円板の初期温度 $\theta_i = 15^\circ\text{C}$, 単位溶接長当りの入熱 $Q_{net} = 0.24\eta IV/v = 0.24 \cdot 1 \cdot 65 \cdot 150 / (1210/60) = 1160 \text{ cal/cm}$ (Table II より), 板厚 $h = 20 \text{ mm}$, 熱源投与範囲 $a_2 = 31 \text{ mm}$, $a_1 = 29 \text{ mm}$ の値を代入して計算した。また, 材料定数は縦弾性係数 $E_0 = 21000 \text{ kgf/mm}^2$, ポアソン比 $\nu = 0.3$, 線膨張係数 $\alpha_0 = 1.2 \times 10^{-5} (^\circ\text{C}^{-1})$, 加工硬化係数 $H_0 = 200 \text{ kgf/mm}^2$ と一定にし, 降伏応力のみを ASTM STP 180⁷⁾ を参照して次式の温度依存性をもたせた。

Fig. 5. Comparison of residual stress distributions calculated with experimental results.

$$\sigma_Y = (\sigma_{Y0} + H_0 \bar{\varepsilon}_p) \cdot (1 - \theta/\theta_M)$$

ただし, θ_M : 降伏応力が 1 kgf/mm^2 以下になる温度, 軟鋼では $\theta_M = 830^\circ\text{C}$ とした⁷⁾。

$\sigma_{Y0} = 60 \text{ kgf/mm}^2$ (Table I の丸棒試験結果より)

図より溶接熱源近傍を除いて, 実験値と計算値がおおむね一致していることがわかる。

Fig. 6 は渡辺・佐藤の実験結果(○, □印)と計算結果を示している。渡辺らは板厚 6 mm, 直径 200 mm の軟鋼円板の中心に毎秒 580 cal の入熱を10秒間被覆アーク溶接で与え, Sachs 法により残留応力を測定している。残留応力の計算は $a_1 = 0$, $a_2 = 4 \text{ mm}$, $\theta_i = 15^\circ\text{C}$, $T_{av} = (q \cdot t_h) / (c\rho \cdot h \cdot R^2) = (580 \cdot 10) / (0.13 \cdot 7.8 \cdot 0.6 \cdot 10^2) \approx 31^\circ\text{C}$ とし(8)式の温度上昇式を用い, 降

Fig. 6. Comparison of residual stress distributions calculated with experimental results obtained by Watanabe, Satoh.

伏応力 $\sigma_{r0}=30 \text{ kgf/mm}^2$ として行った。図より実験値と計算値はほぼ一致していることがわかる。Fig. 5, 6 より本数値解析プログラムで残留応力分布を計算しても問題のないものと思われる。

4 中心加熱円板の残留応力分布のパラメータ整理

2項で明らかにしたパラメータを用いて、中心加熱の残留応力分布を整理する。計算の対象として軟鋼のみを取り扱う。

4・1 残留応力分布の形について

軸対称固有ひずみ g_r, g_θ により発生する応力は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= -\frac{E}{r^2} \int_0^r r' K dr' + C_1 + \frac{C_2}{r^2} \\ \sigma_\theta &= E \left(-\int_0^r K dr' + \frac{1}{r^2} \int_0^r r' K dr' \right) + C_1 - \frac{C_2}{r^2} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$\text{ただし } K = \frac{dg_\theta}{dr} + \frac{g_\theta - g_r}{r}$$

固有ひずみの発生領域を $0 \leq r \leq a$ とすると $r > a$ の

Fig. 7. Residual stress and inherent strain distributions.

領域の応力を考える場合には(15)式の積分項は次に例を示すように定数項となる。

$$\int_0^a r' K dr' = \text{定数}$$

このため、(15)式より $r > a$ の応力分布は次式となる。

$$\sigma_r = C_3 + C_5/r^2 \quad \sigma_\theta = C_4 - C_5/r^2 \quad (16)$$

ただし、 $r > a$ a : 固有ひずみ発生領域を囲む半径

Fig. 7 は平均温度上昇 $T_{av} \doteq 20^\circ\text{C}$ のときの残留応力分布と固有ひずみ分布を示している。図より応力 σ_θ^* の変曲点である $r_2^* (= r_2/R)$ は固有ひずみ発生領域の限界半径に対応していること、また、応力 σ_θ^* が降伏応力 σ_{r0} よりも小さくなりだす点 r_1^* は固有ひずみが単調に変化する点に近いことがわかる。(16)式、Fig. 7 を参考にして、中心加熱の残留応力分布を Fig. 8 に示すように残留応力の特徴点 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ と残留応力発生領域の特徴点 r_1, r_2 を用いて、次式の分布形と仮定する。

Fig. 8. Special stresses $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ and locations r_1, r_2 .

$$\left. \begin{aligned} 0 \leq r \leq r_1 & \quad \sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_1 \\ r_1 < r \leq r_2 & \quad \left. \begin{aligned} \sigma_r &= \sigma_1 + \frac{(r/R) - (r_1/R)}{(r_2/R) - (r_1/R)} (\sigma_2 - \sigma_1) \\ \sigma_\theta &= \sigma_1 - \frac{(R/r_1)^2 - (R/r)^2}{(R/r_1)^2 - (R/r_2)^2} (\sigma_1 - \sigma_3) \end{aligned} \right\} \quad (17) \\ r_2 < r & \quad \left. \begin{aligned} \sigma_r &= C \{1 - (R/r)^2\} \\ \sigma_\theta &= \sigma_3 + C \{(R/r)^2 - (R/r_2)^2\} \end{aligned} \right\} \\ \text{ただし } C &= \sigma_2 / \{1 - (R/r_2)^2\} \end{aligned} \right\}$$

Fig. 9 (a), (b) は平均温度上昇 T_{av} の比較的低い場合(a)と高い場合(b)の残留応力分布の計算値(実線)と(17)式による近似分布曲線(破線)を示している。 $(\sigma_{r0} = 35 \text{ kgf/mm}^2)$ としている。図より(17)式の近似分布曲線で残留応力分布がおおむね評価されていることがわかる。

4・2 残留応力分布のパラメータ整理

Fig. 10 (a), (b) (熱放散係数 $\beta = \infty$ の場合), Fig. 11 (a), (b) ($\beta = 0$) は軸対称加熱した円板の残留応力分布の特徴的な位置 r_1^*, r_2^* および特徴的な応力 $\sigma_1^*, \sigma_2^*, \sigma_3^*$ と平均温度上昇 T_{av} の関係を示している (Fig.

Fig. 9. Comparison of residual stress distributions calculated by numerical analysis with approximate value.

Fig. 10. Relation of special stresses, locations vs. parameter in case of the coefficient of surface heat transfer being infinity.

8 参照), 入熱条件 q , t_h と円板の寸法 R , h の情報が与えられると, Fig. 10, 11 より軟鋼の残留応力分布は平均温度上昇 T_{av} を計算することにより (17) 式から簡単に求められる。(軟鋼では $c\rho \doteq 1 \text{ cal/cm}^3 \cdot ^\circ\text{C}$ である。)

Fig. 11. Relation of special stresses, locations vs. parameter in case of the coefficient of surface heat transfer being zero.

Fig. 10, 11 (b) の図中の破線は r_1^* , r_2^* を次式で近似した曲線である。

$$r_1^* = 0.03\sqrt{T_{av}} \quad r_2^* = 0.06\sqrt{T_{av}} \quad (18)$$

(18) 式の両辺の外半径 R を消去すると次式となる。

$$r_1 = 0.03\sqrt{qt_h/\pi c\rho h} \quad r_2 = 0.06\sqrt{qt_h/\pi c\rho h} \quad (19)$$

(19) 式と Fig. 10, 11 より $T_{av} \leq 10^\circ\text{C}$ のとき応力分布は外半径 R の影響を受け難くなることが導かれる。また、このような場合には円板に投与された総入熱 qt_h が2倍に変化した場合 σ_1^* , σ_2^* , σ_3^* は同じで r_1 , r_2 が $\sqrt{2}$ 倍になることもわかる。

5 結 論

本報告で明らかになった結論を要約すると次のようになる。

(1) 軸対称加熱円板の残留応力分布は材料が同一の場合には入熱条件と板寸法より計算されるパラメータ T_{av} (平均温度上昇に相当する) と熱源投与半径 a_2^* , $a_1^* (=a/R)$ で決定される。

(2) 中心加熱された軟鋼の円板に発生する残留応力分布を数値解析し, 平均温度上昇 T_{av} と残留応力分布の特徴点の関係を示した。

(昭和55年5月20日 日本材料学会第29期学術講演会にて講演)

参 考 文 献

- 1) Mendelson, A., S.S. Manson, NASA TR R-28 (1960).

- 2) 平 修二, 井上達雄, 高尾 武, 材料, **17**, 813 (1968).
- 3) 山田嘉昭, 塑性・粘弾性, コンピュータによる構造工学講座Ⅱ-2-A (1972) 培風館
- 4) 佐藤邦彦, 寺崎俊夫, 溶接学会誌, **45**, 62 (1976).
- 5) 川下研介, “熱伝導論”, p. 16 (1969) オーム社
- 6) 佐藤邦彦, 寺崎俊夫, 溶接学会誌, **44**, 31 (1975).
- 7) Elevated Temperature Properties of Carbon Steel, ASTM-ASME Joint Committee, STP 180
- 8) 渡辺正紀, 佐藤邦彦, 造船協会論文集, **86**, 185 (1949).
- 9) 渡辺正紀, 佐藤邦彦, “溶接力学とその応用”, p. 150 (1965) 朝倉書店
- 10) 佐藤邦彦, 向井喜彦, 豊田政男, “溶接工学”, p. 32 (1979) 理工学社
- 11) 安藤弘平, 長谷川光雄, “溶接 アーク 現象”, p. 353 (1967) 産報
- 12) 岸野孝信, 長岐 滋, 井上達雄, 材料, **28**, 861 (1979).
- 13) Ernest Roberts, Alexander Mendelson, NASA TN D-2206, p. 1 (1964).