

高周波誘導加熱による鋼板の熱塑性変形の シミュレーション解析

正員 根 木 勲* 正員 小 川 潤一郎*
正員 神 近 亮 一*

A Simulation Analysis on the Thermal Elasto-Plastic Deformation of
Steel Plate by High Frequency Induction Heating

by Isao Neki, *Member* Jun-ichiro Ogawa, *Member*
Ryoichi Kamichika, *Member*

Summary

In order to estimate temperature history in steel plate induced by high frequency induction heating, eddy current analysis and transient heat conduction analysis are combined. Also, thermal elasto-plastic FEM analysis is conducted using multi-layered mindlin type plate element. Calculated temperature and deformation are in good agreement with experimental data.

1. 緒 言

著者らは別報^{1),2),3)}において示したように、造船における鋼板の焼き曲げ技術の合理化、標準化を図り、将来の自動化に備えるとともに曲げ工作精度の向上を目指して線状加熱曲げ加工技術の高度化のための研究を行っている。これら一連の研究における曲げ加工技術への新しいアプローチ法は Fig. 1 に模式的に示されている。同図中で(a)は目標とする曲り形状を達成するために鋼板の各部に与えるべき固有ひずみを計算するプロセス^{1),2)}であり、(b)はその固有ひずみ分布を得るため加熱方法を逆算するプロセスである。この重要なプロセスを解明する上での基本となるのが(c)のプロセスであり、ここでは、実際に使われる種々の加熱条件での単一加熱線による基本変形量を算定する必要がある。別報³⁾においては、軸対称熱源が鋼板上を一定速度で直線的に移動する場合の熱弾塑性変形についての相似則を検討し、熱弾塑性問題を支配する二つのパラメータと基本変形量を明らかにした。

しかしながら、実際の線状加熱に用いる加熱装置としてはガス炎や高周波誘導加熱など多くの種類があり、それら

の加熱装置を用いて指定した加熱条件で加熱した場合の基本変形量を解析的に算定するには未だ多くの課題が残されている。さらには、板サイズや加熱位置など変形量に影響を及ぼす諸因子について検討することも重要である。

本研究は加熱手段として高周波誘導加熱を用いた場合について、装置の出力など外部から調整できる量のあるところに設定した場合の温度分布を算定する方法を検討し、それをもとにして熱弾塑性解析を行い、冷却後に鋼板に残留する変形量を数値解析によって推定することをねらうものである。本報告ではその第一段階として高周波誘導加熱コイルを鋼板上に静止させて一定時間加熱した場合の温度と変形を計算する方法について検討した。さらに、計算法の

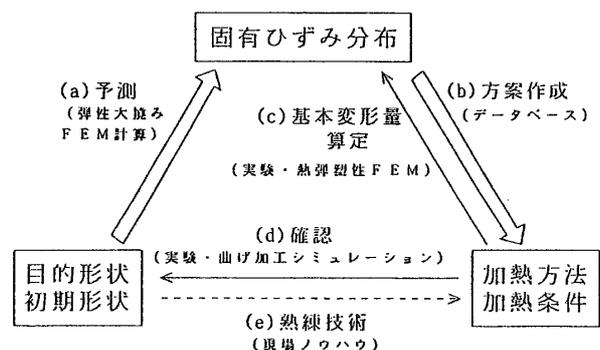


Fig. 1 New approach to plate bending technology by line heating

* 石川島播磨重工業(株)

妥当性を調べるために高周波誘導加熱実験を行い、解析結果との比較検討を行った。

2. 高周波誘導加熱による温度分布の計算

2.1 加熱コイルによる磁場とうず電流の計算法

高周波誘導加熱は、電磁誘導によって生じたうず電流が被加熱物に流れる際のジュール熱により加熱する方法である。磁性体および導体が十分に長い場合の駆動電流およびうず電流の方向と直角な平面上での二次元場に対する電磁場方程式は、磁気ベクトルポテンシャルを用いると次式で表わされる⁴⁾。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial y} \right) = -J_0(T) + \sigma(T) \frac{\partial A}{\partial t} \quad (1)$$

ここで、 A : 磁気ベクトルポテンシャル

μ : 透磁率

J_0 : 強制電流密度

σ : 導電率

また、 (T) は温度の関数であることを示す。

考えている領域 S 全体を有限要素に分割することを想定し、 A_i を要素節点 i における磁気ベクトルポテンシャルとして、 A の近似値 \hat{A} を次式で表わす。

$$\hat{A} = \sum_{i=1}^M A_i N_i \quad (2)$$

N_i は領域 S 全体での大域補間関数であり、節点 i に付する要素上以外では零となるものを仮定する。この N_i を重み関数として、(1)式にガラーキン法を適用する。

$$\iint_S N_i \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial y} \right) + J_0(T) - \sigma(T) \frac{\partial A}{\partial t} \right\} dx dy = 0 \quad (3)$$

(3)式を変形すると

$$\begin{aligned} & \iint_S \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{N_i}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N_i}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial y} \right) \right\} dx dy \\ & - \iint_S \left\{ \frac{\partial N_i}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial y} \right) \right\} dx dy \\ & + \iint_S J_0 N_i dx dy - \sigma(T) \frac{\partial}{\partial t} \iint_S N_i A dx dy = 0 \quad (4) \end{aligned}$$

一方、グリーンの定理より(4)式の左辺第1項は次式のように変形される。

$$\begin{aligned} & \iint_S \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{N_i}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N_i}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial y} \right) \Big\} dx dy \\ & = \int_C N_i \left(\frac{1}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial x} dy - \frac{1}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial y} dx \right) \quad (5) \end{aligned}$$

ここで、 C は領域の境界に沿う閉路であり、自然境界として取り扱う場合は(5)式の右辺は零である。したがって(4)式は次のようになる。

$$\begin{aligned} & \iint_S \left\{ \frac{\partial N_i}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu(T)} \frac{\partial A}{\partial y} \right) \right\} dx dy \\ & - \iint_S J_0(T) N_i dx dy + \sigma(T) \frac{\partial}{\partial t} \iint_S N_i A dx dy = 0 \quad (6) \end{aligned}$$

(6)式の積分は領域 S 全体にわたる積分であり、 N_i も領域全体で定義したものであるが、実際に計算を行う際は、各要素ごとに積分したものを加え合わせればよい。要素 j 内での磁気ベクトルポテンシャル $A_{(e)}$ は要素を構成する節点 k での磁気ベクトルポテンシャル A_k と補間関数を用いて次式で表わされる。

$$A_{(e)} = \sum N_k A_k \quad (7)$$

(7)式の \sum は要素を構成する節点についての和をとることを示している。大域補間関数 N_i は、節点 i が要素 j に属さなければ、すなわち、 i が要素 j を構成する何れの節点とも等しくない場合には、要素 j の上で零である。(6)式の積分を各要素領域に分解し、 N_i を要素ごとの補間関数 N_i^j に置き換えると、

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^L \left[\iint_{S(e)_j} \left\{ \frac{\partial N_i^j}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu(T)} \frac{\partial A_{(e)}}{\partial x} \right) + \frac{\partial N_i^j}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu(T)} \frac{\partial A_{(e)}}{\partial y} \right) \right\} dx dy - \iint_{S(e)_j} J_0 N_i^j dx dy \right. \\ & \left. + \sigma(T) \frac{\partial}{\partial t} \iint_{S(e)_j} N_i^j A_{(e)} dx dy \right] = 0 \quad (8) \end{aligned}$$

ここで、 L は全要素数、 $S(e)_j$ は要素 j の領域を表わすものとする。(8)式左辺の j についての総和は、実際には節点 i を共有する要素のみについてとればよいので一層簡単になる。(8)式の $A_{(e)}$ に(7)式を代入し、 i を1から M まで変えた式を順次作ることによって、 A_i を定めるべき M 個の節点方程式が得られる。

2.2 うず電流による温度分布の計算法

被加熱物に流れるうず電流が2.1により求めれば、この電流と被加熱物の抵抗から発熱量が計算できる。すなわち、うず電流を i 、被加熱物の導電率を σ とすれば、単位長さ当たりの発熱量 q は次式で与えられる。

$$q = C_j \cdot i^2 / \sigma \quad (9)$$

ここで、 C_j はジュール・カロリー換算率である。

一方、非定常熱伝導問題の支配方程式は、

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + Q \quad (10)$$

ここに、

$T = T(x, y, z, t)$: 温度

t : 時間

c : 比熱

ρ : 密度

λ : 熱伝導率

Q : 単位時間、単位体積当たりの発熱量

うず電流解析から算出される q を(4)式の Q に与え、FEMによる熱伝導解析を行った。

2.3 うず電流解析と熱伝導解析の連結

2.3.1 計算の流れ

今回行った温度分布計算の流れを Fig. 2 に示す。

まず、初期温度、材料テーブル、境界条件を入力し、うず電流解析を行う。これで得られた電流を用いて、単位長

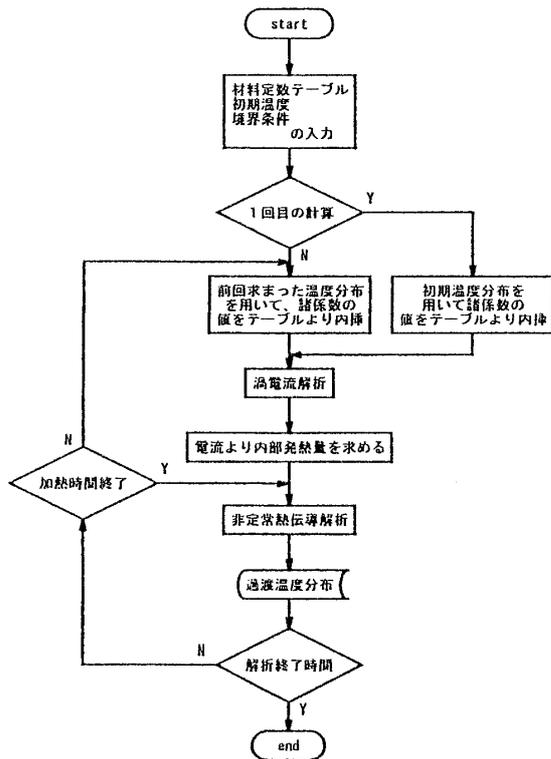


Fig. 2 Flow chart of analysis

さ当たりの内部発熱量を計算し、それをコイル長にわたって一様に分布させた熱伝導解析を行う。求めたコイルの長さ方向中央位置での被加熱物の温度を用いて材料定数を更新し、次の時間ステップに対してうず電流解析を行い、被加熱物に流れる電流を求める。時間ステップを順次増しながら加熱時間が終了するまで同様の手順をくり返す。

加熱時間が終了すれば、内部発熱がないものとして単に非常熱伝導解析を行う。

2.3.2 数値計算例

ここでは、後述の実験に対応させて Fig. 3 に示すような四角形断面で磁力線を集中させるために強磁性のコアを付着した 1 ターンヘアピン型の加熱コイルを厚さ 12 mm の鋼板上に静止させた状態で 20 秒間加熱し、引き続き自然冷却した場合を想定しモデル化した。yz 平面に関する対称性を考慮してコイルの片断面だけを含むうず電流解析モデルを作成した。その要素分割図を Fig. 4 に示す。同図で加熱コイル、コア、鋼板以外の部分は空気である。

高周波誘導加熱では、電流が導電体の表面付近に集中して流れる性質があるので、あらかじめ予想最高到達温度における被加熱物すなわち鋼板の浸透深さを計算してその範囲の鋼板の板厚方向要素分割を十分細かくした。すなわち、加熱側表面から 1.5 mm の範囲を 20 分割した。うず電流解析および熱伝導解析に用いた鋼板の材料特性の温度依存性を Fig. 5, 6 に示した。なお、空気の比透磁率は 1、強磁性体の比透磁率は 3000 とした。

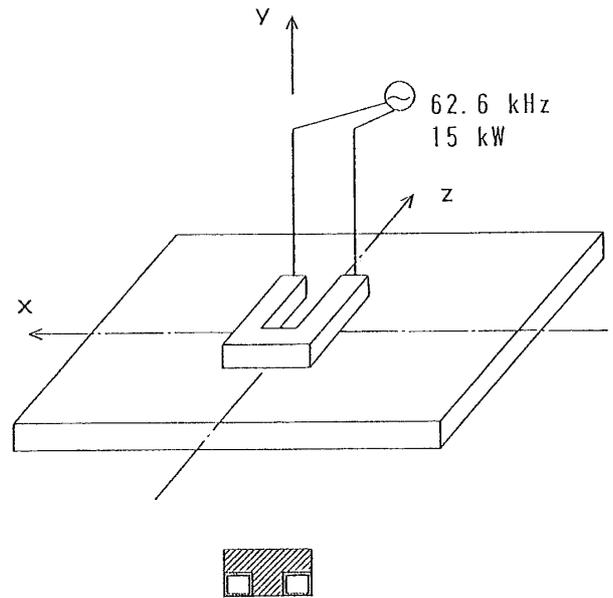


Fig. 3 Schematic features of induction heating method

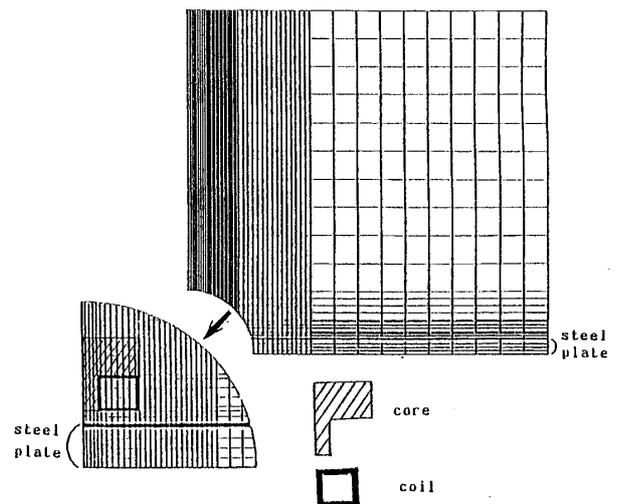


Fig. 4 Mesh division for eddy current analysis

Fig. 7 に加熱開始 15 秒後における計算された磁気ベクトルポテンシャル等高線を示す。なお、ハッチング部分はコイルの断面を示す。同図から、鋼板の加熱表面側に等高線が集中しており、その部分で磁束密度が大きいことがわかる。

次に熱伝導解析の要素分割を Fig. 8 に示す。うず電流解析のモデルと整合をとるため表面近く 1.5 mm の範囲を 10 分割してある。

うず電流解析で求めたうず電流が、コイルの全長 $L_H = 150$ mm の範囲で一様に分布するものとして計算を行った。xy 面、yz 面に関して対称と考慮して全体の 1/4 をモデル化した。t=20 秒すなわち加熱終了時のモデル全体および z=0 における断面での等高線を Fig. 9, 10 にそれぞれ示

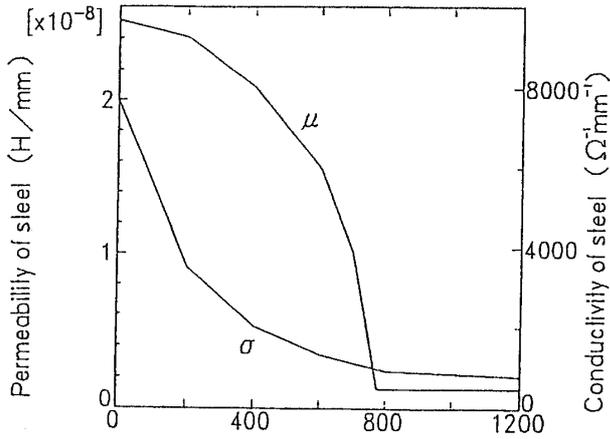


Fig. 5 Electromagnetic properties of steel

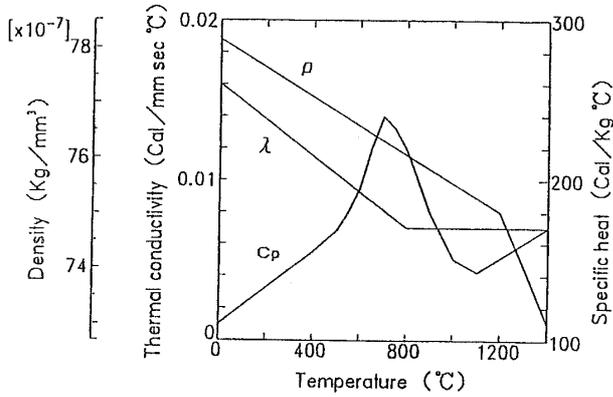


Fig. 6 Temperature dependent thermal properties of steel

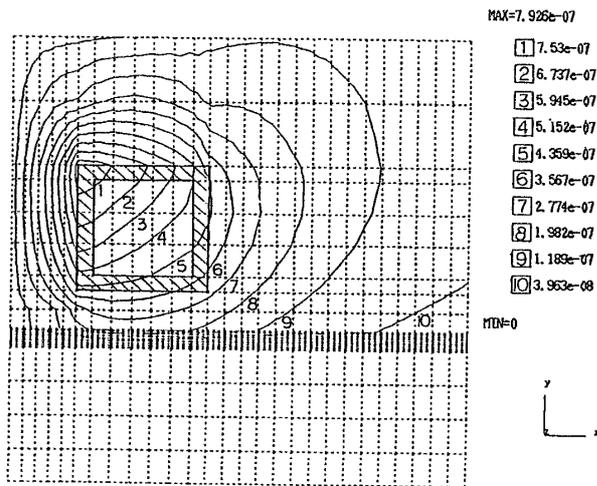


Fig. 7 Contour of magnetic vector potential

す。なお、Fig. 7, 9, 10 に示した計算結果はコイル電流すなわち強制電流の値を加熱開始後 0~16 秒の間で 1000 Amp. とし、その後 20 秒に達するまでにその値が 1.33 倍

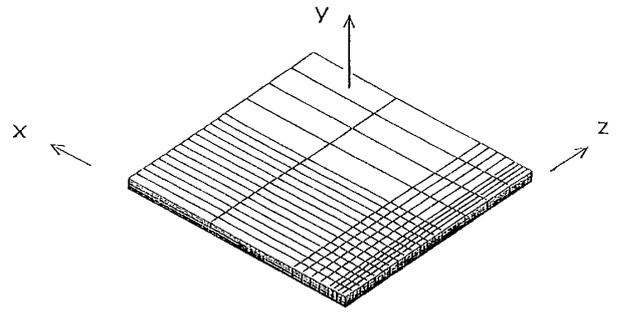


Fig. 8 Mesh division for thermal analysis

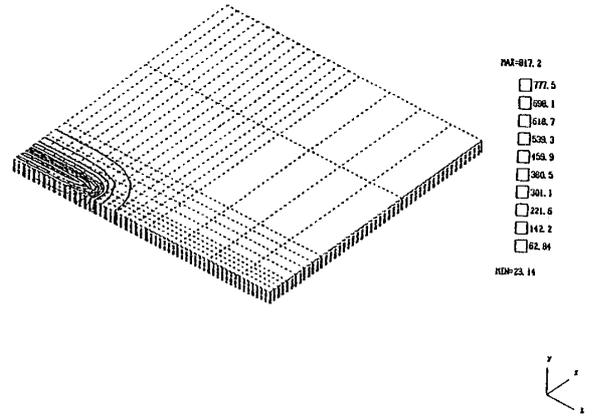


Fig. 9 Contour of temperature

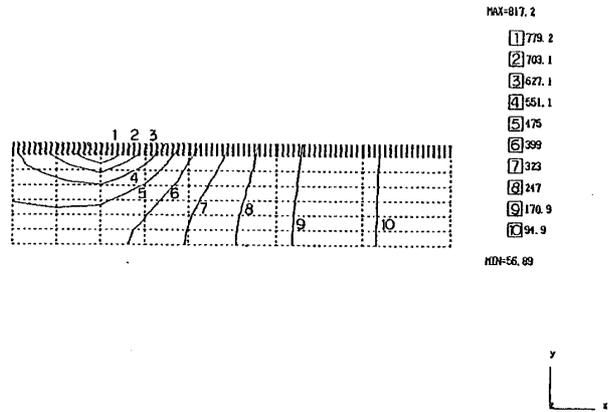


Fig. 10 Contour of temperature on the cross section

に達するように設定した。これは加熱装置の直流電流指示値から推定されるコイル電流に対して、温度計測値と計算値が合うように若干のレベル調整を行ったものである。

3. 静止加熱による変形の計算

Fig. 2 に示した一連の温度解析で求めた各温度ステップごとに弾塑性たわみ計算を行い、最終的に常温に戻った時の残留変形量を求めた。なお、熱伝導解析にはソリッド要素を使用したのが、熱弾塑性解析では計算時間が膨大となるため、弾塑性積層 Mindlin 8 節点板要素⁵⁾ を使用し、板

厚方向に12層重ねてモデル化した。

Mindlin板要素は、古典的なkirchhoffの薄板理論に対して、板厚方向のせん断変形を考慮する改良を加えたもので、その主な仮定は次のとおりである。

(a)板厚方向の応力は無視できる。

(b)変形前の板厚中心面に対する垂線は、変形後も直線を保つが、中心面に直角である必要はない。

詳細な定式化⁹⁾については省略するが、本論文で用いた積層要素での塑性化の取り扱い法は、通常の平面応力状態熱弾塑性増分応力-ひずみ関係を仮定し、板厚方向のせん断剛性は常に弾性状態を保つものである。

さらに、本論文においては純粹の曲げ変形のみならず面内の収縮変形をも考慮するために、通常のMindlin板曲げ要素に対して、板厚中心面の面内変形を考慮するように拡張したプログラムを使用した。

計算モデルをFig. 11に示す。同図には代表させた1層だけを示しているが、これが板厚方向に12層重なったものである。

変形の計算に用いた材料の力学的特性の温度依存性をFig. 12に示す。計算した全体の残留変形をFig. 13に示す。なお、Fig. 13は板厚中心での形状を表わしたものである。

4. 加熱実験

4.1 実験方法

FEMによるシミュレーション解析の妥当性を検討するために実験を行った。2.3.2の数値計算例で説明した形状の加熱コイルを500×500×12 mmの軟鋼板上に隙間を3 mmあけた状態にして出力15 KWで20秒間加熱し、その後、自然冷却した。

Fig. 14に示した位置での過渡的な温度を熱電対を用いて計測した。さらに、Fig. 15に示した位置で、加熱線をはさんで加熱前後の標点間距離をコンタクト・ストレインメータを用いて上下面で計測し、加熱前後の差から横収縮量を求めた。

加熱は第一高周波(株)製のHI-HEATER 1050型高周波加熱装置を用いた。なお、同装置は出力値を設定して通電すると、被加熱材の温度上昇に伴ってコイル電流が増加するという特性を有している。

4.2 温度分布計測結果

Fig. 14に示した各位置における温度履歴をFig. 16に示す。これらの図において、白丸は測定結果を、黒丸は同じ場所における計算結果をそれぞれ示している。

4.3 収縮量計測結果

横収縮量の計測結果を解析結果と比較してTable 1に示す。最も縮んだところで0.13 mmの面内横収縮がでて

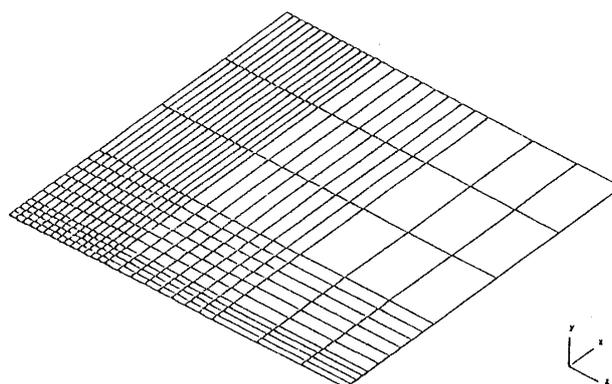


Fig. 11 Mesh division for thermal elasto-plastic analysis

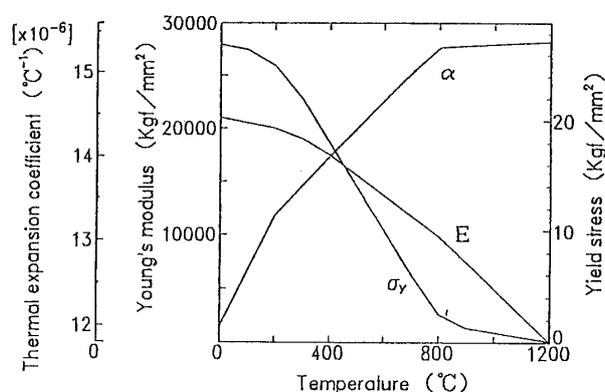


Fig. 12 Mechanical and physical properties as functions of temperature

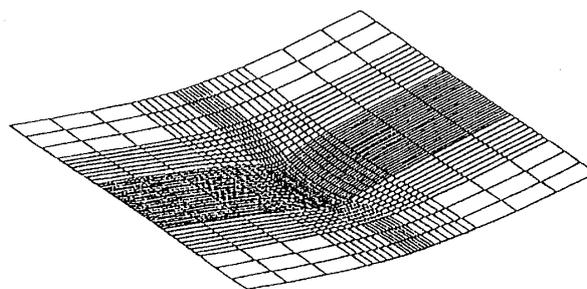


Fig. 13 Deformed shape

5. 考察

5.1 磁気ポテンシャル分布

Fig. 7に示した磁気ポテンシャルの等高線を見ると、強磁性体コアの存在によって、磁力線がせまい空間に集中している様子がみられる。また、使用した高周波のために、予測通り鋼板の浸透深さ内で磁気ポテンシャルが急速に減少している様子が見られる。このことは渦電流が浸透深さ内に集中していることを示している。

5.2 温度分布

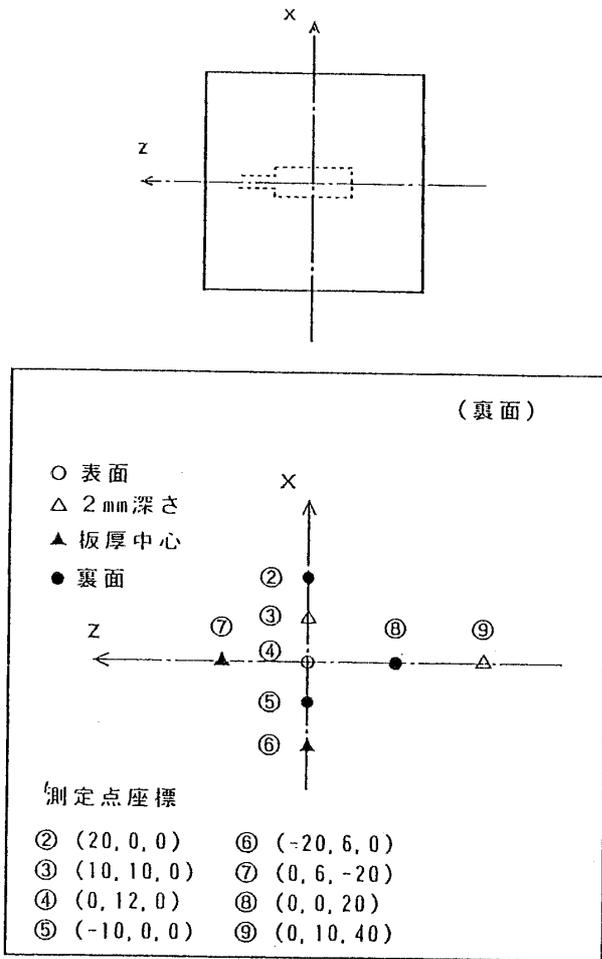


Fig. 14 Location of thermocouples

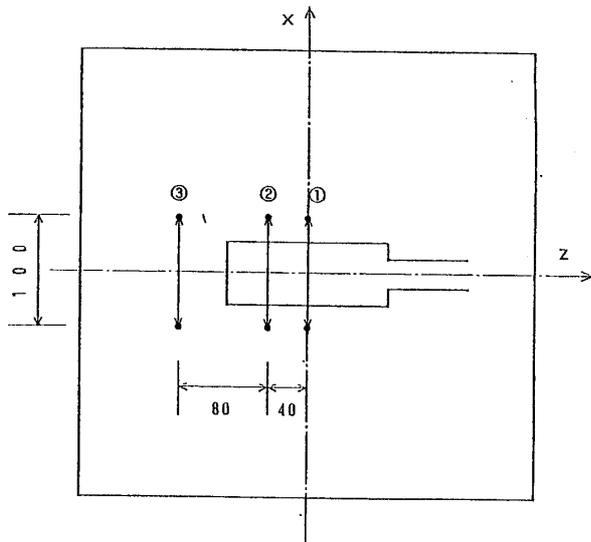


Fig. 15 Location of contact-strain-meter

Fig. 9, 10 に示した全体的な等温線図からも、うず電流のジュール熱による発熱が表層部に集中し、その熱が熱伝導によって周囲に伝達されている様子が見られる。

Table 1 Comparison between calculated and measured shrinkage

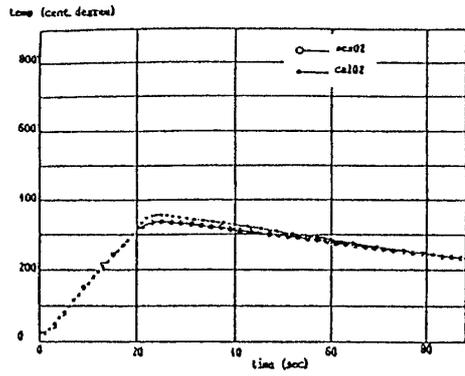
	測定場所	上面収縮 (MM)	下面収縮 (MM)	平均収縮 (MM)	角変形 (RAD.)
実験	①	0.193	0.067	0.130	0.0105
	②	0.176	0.058	0.117	0.0098
	③	0.056	0.007	0.031	0.0041
計算	①	0.198	0.075	0.136	0.0102
	②	0.168	0.051	0.110	0.0097
	③	0.058	0.008	0.033	0.0042

Fig. 16(a)~(h)は各計測点における温度計測とそれに対応した計算による温度変化を示したものである。いずれの計測点においても計算結果は実験値と非常に良く一致している。このことから、二次元のうず電流解析結果を三次元の熱伝導解析と組み合わせる方法でも、加熱コイルの長さがコイル幅の5倍程度あれば、十分精度の良い三次元の温度分布を計算できることが示された。

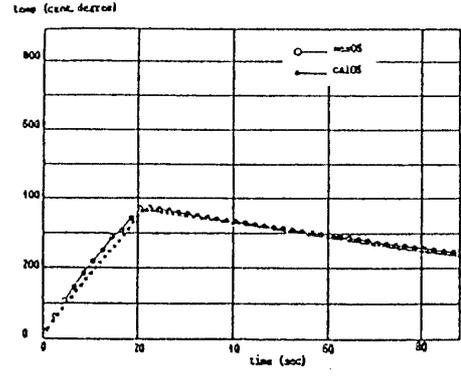
次に各々の温度計測位置における温度変化について考察する。Fig. 16(b)には、コイル真下で表面から2mm深さ位置(計測点③)における温度計測値が白丸印で示されており、Fig. 16(d)にはコイル真下における板の裏面(計測点⑤)での温度計測結果を白丸で記している。両者を比較すると(b)図は加熱開始直後急激に温度が上昇しているのに対して、(d)図ではゆるやかに上昇し始めている様子が見られる。これは、表面近くでうず電流による発熱があり、その後裏面の方へ熱が伝わっていくことを示しているものと思われる。計算値も同様にその傾向を示している。また、(b)図では加熱後期において再度温度の立ち上がりが見られる。これは、前述のように実験に使用した高周波加熱装置の特性により、コイル電流が増加したことによると推察される。これに対して、計算では前述のように加熱開始16秒後から駆動電流を増加させるという方法をとったことにより、実験値の傾向をシミュレートすることができた。

5.3 横収縮

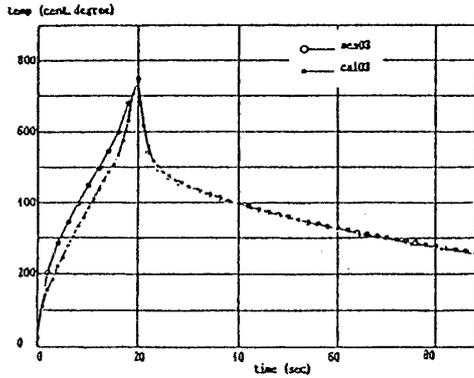
Table 1 に、実験での横収縮量計測位置での計算された変位を合わせて示している。温度分布の計算と同様に、変形の計算結果は実験値と良く合っている。ここでも本研究で採用した計算法の妥当性が示された。Fig. 17には、計算による上面と下面における変位のZ軸方向の分布を示している。この変位分布から中央部で収縮が大きく、端に向かうにつれて小さくなっていることが読みとれる。上面と下面の変位の差も中央部で大きくなっている。これは、角変形も中央部で大きいことを表わしている。Fig. 17には、合わせてコンタクト・ストレインメータで計測した上面および下面の収縮量を白三角、黒三角印で示している。同図



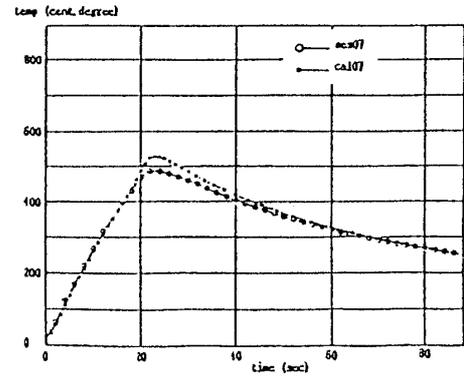
(a) point 2



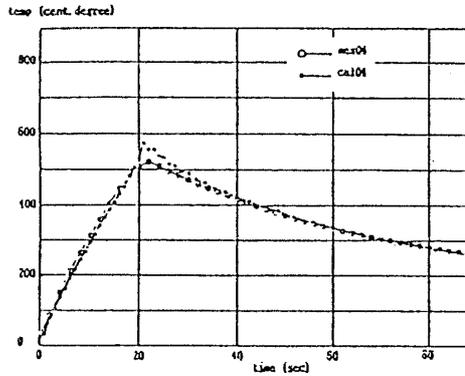
(e) point 6



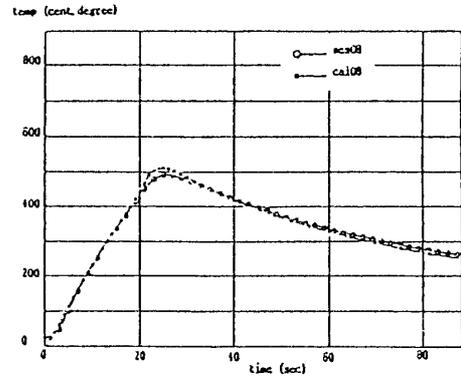
(b) point 3



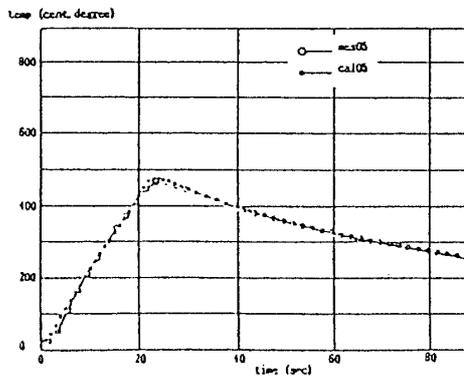
(f) point 7



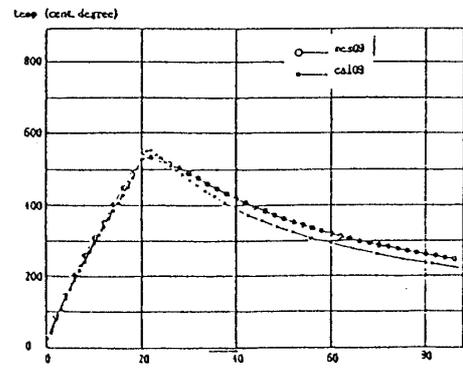
(c) point 4



(g) point 8



(d) point 5



(h) point 9

Fig. 16 Comparison between calculated and measured temperature history

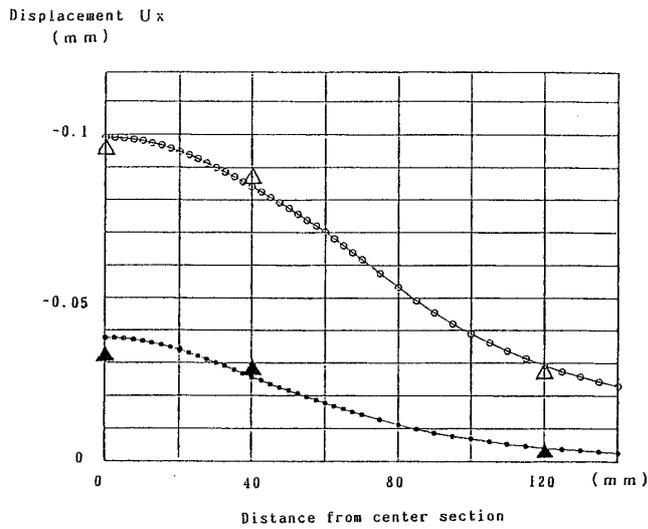


Fig. 17 Comparison between calculated and measured displacement

に示した収縮量は、計算に合わせて片側分すなわち全収縮量の半分を記した。

6. 結 言

本研究で得られた結論を要約すると以下のとおりである。

(1) 加熱コイル断面についての二次元うず電流 FEM 解析と熱伝導 FEM 解析を組み合わせることによって、両

者の材料特性の温度依存性を考慮した高周波誘導加熱による三次元温度分布解析手法を開発した。

(2) 鋼板に加熱コイルを一定時間静止させた状態での高周波誘導加熱実験を行い、各部の温度と変形を計測した。実験と同一条件に対する上記解析手法による計算結果は実験結果と良く一致した。

(3) 上記温度分布解析で得られた鋼板の過渡温度分布を用いて、弾塑性積層 Mindlin 板要素を用いた熱弾塑性解析を行い、計算された横収縮量と実験を比較した結果、良い一致が得られた。

参 考 文 献

- 1) 上田, 村川, Rashwan, 奥本, 神近: 計算機支援板曲げ方案自動作成システムの開発(第1報)成形形状と固有ひずみの関係, 日本造船学会論文集, 第170号, pp. 577~586(1991)
- 2) 上田, 村川, Rashwan, 奥本, 神近: 計算機支援板曲げ方案自動作成システムの開発(第2報)固有ひずみの観点から見た現場での作業手順, 日本造船学会論文集, 第171号, pp. 83-93, (1992)
- 3) 上田, 村川, Rashwan, 根木, 神近, 石山, 小川: 計算機支援板曲げ方案自動作成システムの開発(第3報)加熱条件と固有変形, 日本造船学会論文集, 第173号, pp. 409-419(1993)
- 4) 中田, 高橋: 電気工学の有限要素法(第2版), 森北出版(1986)
- 5) D. R. J. Owen, E. Hinton, 山田監訳: 塑性の有限要素法, 科学技術出版社, (1988)