



表面加熱をうける材の温度分布の一考察： 特に薄肉管熔接の場合の考慮

メタデータ	言語: Japanese 出版者: 公開日: 2012-11-07 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 関, 信弘 メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.32150/00000676

表面加熱をうける材の温度分布の一考察

(特に薄肉管熔接の場合の考慮)

関 信 弘

北海道学芸大学札幌分校 工学研究室

Nobuhiro SEKI: On a study of temperature distributions of material when its surface is continuously heated.

(On a thin pipe welding)

When we want to weld pipes by such a method as high frequency induction heating, it is much convenient and important to understand the temperature distributions for the purpose of studying the welding conditions and some mechanical properties. But in such a case, we can not simply measure the temperature in welding by some electric causes. Generally, the theoretical temperature distribution of a pipe heated continuously on its surface by such a partial and annular plane heat source as induction heating are expressed by the following approximate equation, when the question of pipe can be treated equally as that of plate,

$$\theta = \frac{2q_0}{c \cdot \rho \cdot \alpha \sqrt{\pi}} \sum_{n=1}^n \left\{ \sum_{s=0}^{\infty} \frac{A_s}{u_s} \left(\cos \frac{x}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x}{\delta} u_s \right) \cdot \phi \left(\frac{u_s \sqrt{\alpha T}}{\delta}, \frac{u_s |y - y_n|}{2\delta} \right) \right\}$$

θ : temperature, x : direction of thickness, y : direction of length, δ : thickness, c : specific heat, ρ : density, α : thermal diffusivity, h : coefficient of heat radiation, u : the $(s+1)$ st plus root except 0, satisfying $\tan u = \frac{2\delta h u}{u^2 - \delta^2 h^2}$, A_s : $u_s^2 / (u_s^2 + \delta^2 h^2 + 2\delta h)$, T : heating time, q_0 : Q_0/n (Q_0 : total supplying calorie, n : numbers of assumed line heat source), y_i : y coordinate of the assumed line heat source, $\phi(m, r) = \int_0^m e^{-\varphi^2 - \frac{r^2}{\varphi^2}} d\varphi$ (this function is expressed by series depending on its variable m and r).

and I will show some calculations.

§1. 緒 言

高周波誘導加熱によつて管特に比較的薄肉な鋼管等を熔接する方法は、従来の電気火花衝合熔接の如き抵抗熔接法によるこの種の管熔接の欠点を補うものとして近年米国等において漸く其の発達を示しているもの様であつて吾国でもこの様な問題に対して二、三の研究¹⁾が報告されている。この様な加熱法の最も大きな特徴はその熱供給の仕方であつて、一般的に言えば熱は被加熱材の表面からある深さにわたつて流れる二次電流によるジュール熱であるが、その所謂浸透深さ (penetration depth) は比較的に小さいものである上に其の周波数が増すと共に平方根に逆比例して深さが減少するものである。従つて高周波誘導加熱は材表面の極めて薄層で熱発生をなす表皮加熱とも称すべきものである。筆者はこの様な加熱法による薄肉鋼管熔接に関する二、三の実験²⁾をなしたが、其の際種々の電氣的或いは測定技術的な原因のため管における温度変化の推測がかなり困難なものであるため、それ等の適当な熔接条件を確定したり或いは熔接後の機械的性質の改善等を考える事が極めて困難である事が解つた。従つて熔接効果を最も望ましいものにするためには材の時間的な温度変化の様子を予め解析する必要がある様に思われる。

持続的に加熱される板の温度分布の理論的な解析については既に仲氏³⁾及び田中氏⁴⁾等の研究がある。然し乍ら前述した様に例えば被熔接管の表面が帯状をなす表皮加熱によつて持続的に加熱される場合の温度分布を求める問題は比較的新しく、これに関する解析的な試みは未だ見当らない。(尚この様な誘導加熱においては加熱コイルの幅に対して管とコイルの隙間が大きい時、熱は管表面上で帯状をなして略均一な強さで供給されていると見做して良いものであろう事は実験的……附録参照……に推測出来る。これに関しては渡辺氏⁵⁾の報告もある。)

筆者は前述の如き場合の温度分布をしらべるため特に管が板の問題として取りあつかわれ得る様な、例えば薄肉鋼管等の場合について其等の温度変化の様子が加熱幅、板厚、若しくは供給熱量の大小等のためどの様な変化をうけるものであるかという問題の解を知るため簡単な近似式を導いて二、三の考察をなしたのであるが其の結果を報告する。

§2. 理論式の誘導

管が高周波誘導加熱熔接の場合の様に帯状をなした所謂表皮加熱を持続的にうける時の温度分布の解析的な取扱いは、基本的な見地から言えば

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) \quad (1)$$

なる形の熱伝導微分方程式を与えられた境界条件と初期条件より解いて得られる。但し θ は温度、 t は時間、 r は半径、 a は温度伝播率、 φ は角度、 y は管の長さ方向の座標を表わすものとする。然し乍ら内外半径比が極めて 1 に近い様な場合即ち外径に比して肉厚の比較的小なる薄肉管の温度変化を求める際には、肉厚方向 x と長さ方向 y の如き二次元的な板の問題としての取扱いをなして良いであろう。従つて本報告においてはこの様な考え方の下に解を進め、更に予想され得る二、三の実際の条件の変化においてはどの様な温度変化をなすものであるかという点について述べる。

今単位幅を有する無限に長い板を考える。そして其の表面上の任意の点を通り管の長さ方向に直角な 1 本の線熱源によつて材が瞬間的に加熱された時の温度分布は次式を解いて得られる。但し線熱源の熱量は Q とする。

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) \quad 0 < x < \delta \quad (2)$$

初期条件として、

$$t = 0 \quad \text{の時} \quad \theta = \Theta = \text{const}$$

境界条件として、

$$x = 0 \quad \text{において} \quad \frac{\partial \theta}{\partial x} - h \cdot \theta = 0$$

$$x = \delta \quad \text{において} \quad \frac{\partial \theta}{\partial x} + h \cdot \theta = 0$$

但し h は熱放散係数、 δ は板の厚みを表わすものとする。

今 Θ を境界条件を満足する級数に展開すると、

$$\Theta = \frac{1}{2\pi} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{2u_s^2}{(u_s^2 + \delta^2 h^2) \delta + 2\delta^2 h} \cdot \left\{ \cos \frac{x}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x}{\delta} u_s \right\} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\delta} \Theta \cdot \left\{ \cos \frac{x}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x}{\delta} u_s \right\} \cdot \cos \nu(y-r) \cdot d\tilde{r} \cdot d\nu \cdot dx$$

但し u_s は

$$\tan u = \frac{2\delta hu}{u^2 - \delta^2 h^2}$$

の 0 を除く正根を大きさの順に並べた時の (s+1) 番目の根である。

故に一般解は次の如く書かれる。

$$\theta = \frac{1}{\delta\pi} \sum_{s=0}^{\infty} A_s \left\{ \cos \frac{x}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x}{\delta} u_s \right\} \cdot \int_0^{\delta} \Theta \cdot \left\{ \cos \frac{x}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x}{\delta} u_s \right\} \cdot dx \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a \left(\frac{u_s^2}{\delta^2} + \nu^2 \right) t} \cdot \cos \nu (y-r) \cdot d\nu \cdot d\tau \quad (3)$$

但し

$$A_s = u_s^2 / (u_s^2 + \delta^2 h^2 + 2\delta h)$$

次に Q なる熱供給を線熱源の位置を含む微小体積に V 与えた時、其の部分のみが瞬間的に Θ に上昇したものとすれば、

$$\Theta = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{Q}{c \cdot \rho \cdot V}$$

但し、c は板の比熱、ρ は板の密度、と考えると良いから (3) 式を簡単にするに次式を得る。

$$\theta = \frac{Q}{\delta \cdot c \cdot \rho \cdot \sqrt{\pi} \cdot a \cdot t} \sum_{s=0}^{\infty} A_s \left\{ \cos \frac{x}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x}{\delta} u_s \right\} \cdot e^{-\frac{a}{\delta^2} u_s^2 t - \frac{y^2}{4at}} \quad (4)$$

次に熱源に単位時間当り q なる大きさの熱量が持続的に加えられた場合の温度式は (4) 式を時間で積分する事に依つて求められる。即ち任意の時間 T 後の或る点における温度変化は (4) 式によつて求まる温度影響を重畳する事によつて得られる。

$$\therefore \theta = \frac{q}{\delta \cdot c \cdot \rho \cdot \sqrt{\pi} a} \sum_{s=0}^{\infty} A_s \cdot \left\{ \cos \frac{x}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x}{\delta} u_s \right\} \cdot \int_0^T \frac{e^{-\frac{a}{\delta^2} u_s^2 (T-t) - \frac{y^2}{4a(T-t)}}}{\sqrt{T-t}} \cdot dt \quad (5)$$

これを

$$\frac{a}{\delta^2} u_s^2 = D^2, \quad Z^2 = T-t, \quad \frac{y^2}{4a} = E^2$$

とおいて変形すると

$$\theta = \frac{2q}{\delta \cdot c \cdot \rho \cdot \sqrt{\pi} a} \sum_{s=0}^{\infty} A_s \cdot \left\{ \cos \frac{x}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x}{\delta} u_s \right\} \cdot \int_0^{\sqrt{T}} e^{-D^2 Z^2 - \frac{E^2}{Z^2}} \cdot dZ$$

更に $D^2 \neq 0$ であるから $\varphi = D \cdot Z$, $r = D \cdot E$ とおけば

$$\theta = \frac{2q}{\delta \cdot c \cdot \rho \cdot \sqrt{\pi} a} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{A_s}{D} \cdot \left\{ \cos \frac{x}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x}{\delta} u_s \right\} \cdot \int_0^{D\sqrt{T}} e^{-\varphi^2 - \frac{r^2}{\varphi^2}} d\varphi$$

即ち

$$\theta = \frac{2q}{c \cdot \rho \cdot a \cdot \sqrt{\pi}} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{A_s}{u_s} \cdot \left\{ \cos \frac{x}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x}{\delta} u_s \right\} \cdot \Phi \left(\frac{u_s \sqrt{aT}}{\delta}, \frac{u_s |y|}{2\delta} \right) \quad (6)$$

(6) 式の中に含まれる積分形 $\Phi(m, r) = \int_0^m e^{-\varphi^2 - \frac{r^2}{\varphi^2}} d\varphi$ の値については既に仲氏等に依つて詳細に数値計算の結果⁷⁾ が示されている。

今 (6) 式において考えた様な線熱源が 1 個でなく数個板表面に存在して持続的な加熱を行なう場合の任意の点における温度変化の様子を知るには (6) 式において求めた値について個々の線熱源の影響を重畳すれば良い事になる。それ故若し今考えている様な板の表面で、任意の幅を持つた面

状熱源によつて材を持続的に加熱している時仮りに供給熱量が板の長さ方向によつて $q(y)$ なる変化をとるものとすれば、任意の点 (x_0, y_0) における温度式として次式を得る。

$$\theta = \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \left[\frac{2q(y)}{c \cdot \rho \cdot a \cdot \sqrt{\pi}} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{A_s}{u_s} \cdot \left\{ \cos \frac{x_0}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x_0}{\delta} u_s \right\} \cdot \Phi \left(\frac{u_s \sqrt{aT}}{\delta}, \frac{u_s |y_0 - y|}{2\delta} \right) \right] dy \quad (7)$$

但し b は加熱源の幅を表わすものとする。

前述した如く高周波誘導加熱によつて材が加熱をうける時には熱源の加熱強さは略均一と見做して良いから、この場合の式としては(7)式において $q(y) = q_0 = \text{const}$ とおくと次式を得る。

$$\theta = \frac{2q_0}{c \cdot \rho \cdot a \cdot \sqrt{\pi}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \left[\sum_{s=0}^{\infty} \frac{A_s}{u_s} \cdot \left\{ \cos \frac{x_0}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x_0}{\delta} u_s \right\} \cdot \Phi \left(\frac{u_s \sqrt{aT}}{\delta}, \frac{u_s |y_0 - y|}{2\delta} \right) \right] dy \quad (8)$$

(8)式において積分形によつて求まる値は無次元数であつて板厚，加熱幅，或いは材の熱的定数によつてきまるものである。尚以上述べた理論式の誘導において材の比熱 c ，密度 ρ ，熱伝導率 λ ，熱放散係数 h 等はすべて常数として扱つて来たが，これ等は実際の場合温度によつて多少変化する傾向をもつものである。しかしこれ等の値に適當なものを選ぶことによつて実際と極めて近い温度分布の様子を知る事が出来るものである。

§3. (8)式に対する二，三の考察

(8)式を用いて温度の計算をなす場合にはこの中に含まれる積分形の値をもつと簡単な形に表わすと良いが実際的な考慮からその近似式を考えて見た。

今加熱帯が b である時仮りに等間隔に n 個の線熱源を考えると，総供給熱量 Q_0 では1個の線熱源に供給されていると見做される平均熱量 q_0 としては Q_0/n の如き値となる。今 y_n を仮定された n 個の線熱源の y 座標を示すものとするると任意の点 (x, y) における温度式は

$$\theta = \frac{2q_0}{c \cdot \rho \cdot a \cdot \sqrt{\pi}} \sum_{n=1}^n \left\{ \sum_{s=0}^{\infty} \frac{A_s}{u_s} \left(\cos \frac{x}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x}{\delta} u_s \right) \cdot \Phi \left(\frac{u_s \sqrt{aT}}{\delta}, \frac{u_s |y - y_n|}{2\delta} \right) \right\} \quad (9)$$

となる。次に(9)式について其の特別な場合につき解を示して見る。

1° 板の両面が熱的に絶縁されている場合，即ち板の両面からの熱放散がない時には $h=0$ と考えられるから(9)式より

$$\theta = \frac{2q_0}{c \cdot \rho \cdot a \cdot \sqrt{\pi}} \sum_{n=1}^n \left\{ \sum_{s=0}^{\infty} \frac{A_s}{u_s} \left(\cos \frac{x}{\delta} u_s \right) \cdot \Phi \left(\frac{u_s \sqrt{aT}}{\delta}, \frac{u_s |y - y_n|}{2\delta} \right) \right\} \quad (10)$$

を得るが，但しこの場合の u_s は $(s\pi)$ であり， A_s は $1/2, 1, 1, \dots$ の如き値をとるものである。

2° 加熱帯から相当遠い距離にある板表面温度を求める場合には，考える点の y 座標の絶対値が熱源のそれに比べて遙かに大である。従つて(9)式において $|y - y_n| \cdot \frac{u_s}{2\delta}$ の値が非常に大きくなるため ($\because y \gg y_n$)，実際の数値計算の場合には $\sum_{s=0}^{\infty}$ の級数展開式で第2項以下が充分省略出来るから

$$\theta = \frac{2q_0}{c \cdot \rho \cdot a \cdot \sqrt{\pi}} \sum_{n=1}^n \frac{A_0}{u_0} \cdot \Phi \left(\frac{u_0 \sqrt{aT}}{\delta}, \frac{u_0 |y - y_n|}{2\delta} \right) \quad (11)$$

と書いて良い。尚この場合の裏側温度については， h が温度に比例すると見做す限りかなり小さい値を持つと考えられるので

$$\cos u_0 + \frac{\delta h}{u_0} \sin u_0 \doteq 1$$

とおくと近似的に(11)式で表わされて良い事が解る。

3°) 板が無限の時間加熱される時には、板が一応熱的に定常に達していると考えられる事が出来るが、(9)式において $\frac{u_s \sqrt{aT}}{\delta} \rightarrow \infty$ より積分式、 θ を簡単にして次式を得る。すなわち

$$\theta = \frac{2q_0}{c \cdot \rho \cdot a \cdot \sqrt{\pi}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \sum_{s=0}^{\infty} \frac{A_s}{u_s} \left(\cos \frac{x}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x}{\delta} u_s \right) \cdot e^{-\frac{u_s |y-y_n|}{\delta}} \right\} \quad (13)$$

と表わされる。

§ 4. 二、三の計算例について

以上述べた各式については温度変化をなすべきものが板の問題として取扱われ得る様な場合にすべて適用出来るのであるが、管の問題を考える時例えばそれが肉厚の比較的小さい所謂薄肉管の場合等にはかなり近似性を持つものと考えて良い。其の際(9)式中の x, y 方向については夫々管の肉厚方向と長さ方向を表わすものとして考え、 q_0 の値は全供給熱量 Q 、管外径を r とすれば

$$q_0 = \frac{Q}{n \cdot 2\pi r}$$

の如くして計算すると良い。次に管を加熱する時の温度の変わり方を調べるため特に加熱帯中心附近と其の裏側温度を(9)式を用いて求めたが、温度 θ は考えている熱系中の q_0, c, π, λ, h 等が一定なる時は Σ 以下の値に比例するものであるので

$$P = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \sum_{s=0}^{\infty} \frac{A_s}{u_s} \left(\cos \frac{x}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{x}{\delta} u_s \right) \cdot \theta \left(\frac{u_s \sqrt{aT}}{\delta}, \frac{u_s |y-y_n|}{2\delta} \right) \right\}$$

とおいて P と T 、或いは P と x 又は y 等との関係を求めると実際の変化と相似なものが図上で推定出来る。筆者は特に管熔接に対する条件の推定の必要から二、三の計算を行なつて見たが、次にこの様な場合に広く使われている軟鋼管に対する計算結果を次のべる。

軟鋼の場合 c, ρ, λ, a, h 等の熱定数の値は大体一定していて温度によつて特に著しい変化を持たないものであるが熔接条件を推定するため温度分布の計算には、これ等の定数に適当な値を入れる事によりかなり正確な解を得る事が可能となろう。今軟鋼管を $0^\circ \sim 1500^\circ \text{C}$ の範囲で加熱するものとすれば基本的な見地より、これらの熱定数のこの温度範囲における積分平均値を採用して次の如き値を定める。

$$a = 0.07 \text{ cm}^2/\text{sec}, \quad h = 0.04 \text{ l/cm}$$

又仮定する線熱源の数は加熱幅 1 mm に対して 1 個の熱源が存在するものとしたが、これを更に細分して考える事により(8)式に近い解を得る事になる。

Fig. 1 は 8 mm の肉厚管について加熱幅 b をパラメーターとした時の加熱時間 T と P の関係をもとめたものである。図の実線は表側温度として ($x=0, y=0.5 \text{ mm}$) の位置における値をとり、破線は裏側温度として ($x=8 \text{ mm}, y=0$) の位置における値をとつたものである。尚座標の原点は加熱帯の中心においた。Fig. 2 は 4 mm の肉厚管について同様の計算を行なつたものであつて、図の実線と破線については Fig. 1 の場合と同様な位置における値を示してある。両図を見ると肉厚が 8 mm にも達すると所謂表皮加熱のごとき方法で表裏両温度を出来るだけ早い時間で近づける事は困難であり、殊に熔接上の必要条件である加熱幅を小にした局部加熱によつてこの様な状態にする事は殆んど可能性がない事を暗示している。又加熱時間を一定にして考えて見ると同じ裏側温度

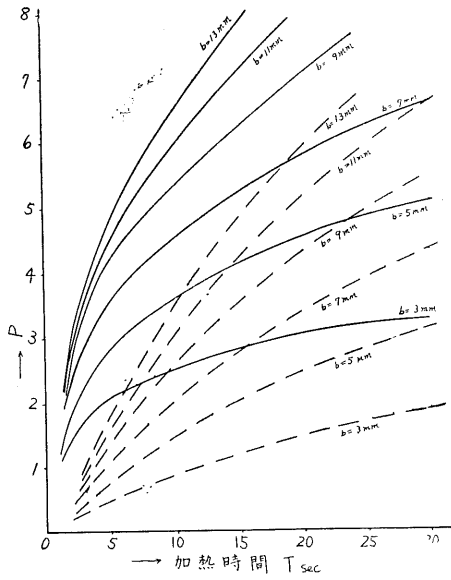


Fig. 1.

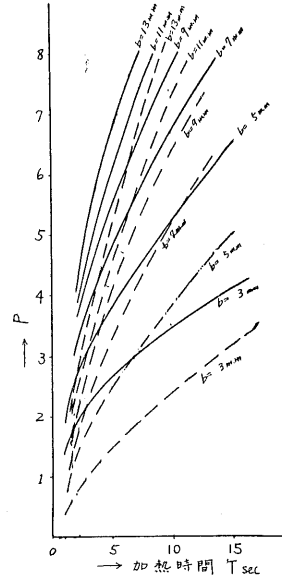


Fig. 2.

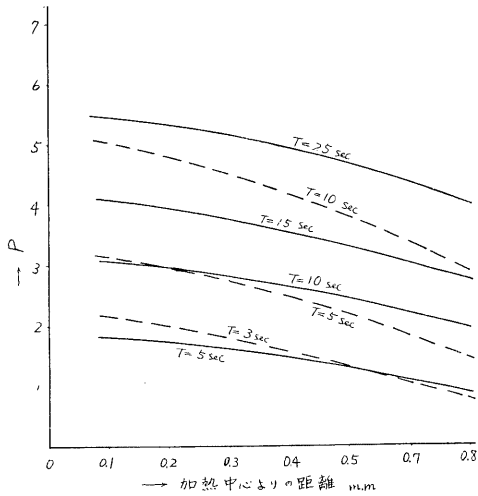


Fig. 3.

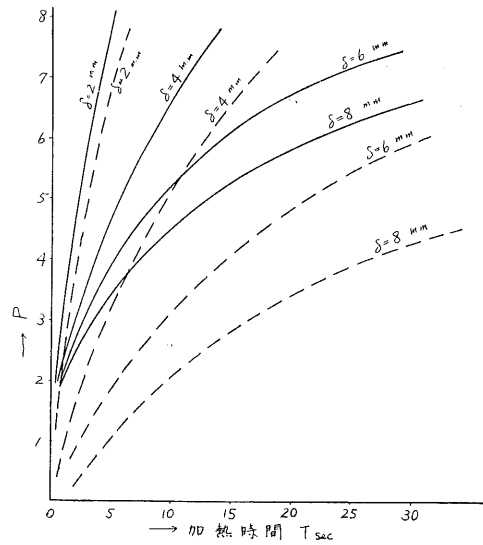


Fig. 4.

を得るためには、8 mm の場合の加熱幅は肉厚が約半分になった 4 mm の場合のそれに比し約 3 倍の値を要する事も興味深い。Fig. 3 は加熱幅 $b (=7 \text{ mm})$ を一定にした時、加熱時間 T と P の関係を肉厚 δ をパラメーターにして示してある。実験によると $\delta = 2 \text{ mm}$ で入力 35 KW 、加熱時間 5 秒前後で溶接が行なわれるので、これから考えると $\delta = 4 \text{ mm}$ 以上ではこの程度の加熱幅を用いて適当な裏側温度を得るために加熱装置自体に比較的大容量を要する他、たとえ入力を大にしても表裏温度差が大きいと表面の過剰な熱供給によつて溶接を行なわない前に表面が熔融して流れるため、工学的な良い結果が得られない恐れがある事が容易に推察出来る。

Fig. 4 は加熱帯中心の裏側温度の様子を知るため 4 mm (破線) と 6 mm (実線) の肉厚の場合に

ついて、加熱時間 T をパラメーターにして距離と P の関係を示してある。但しこの場合の加熱幅は 7 mm である。図によつて明らかな様に肉厚の小さい 4 mm の方の P の値の変化が、裏側ではその中心より遠ざかるにつれて急速であるから、より肉厚の 6 mm に比べ比較的熔接的に良結果を期待出来る。以上の事柄から明らかな様に高周波誘導加熱の様な表皮加熱法を用いて管の熔接を行なう場合、特に簿肉管に其の特徴を持つのであつて其の限界は 3~4 mm であらうと思われる。

次に前述の値を用いて二、三の数値計算例を示す。

1°) 外径 70 mm, 肉厚 5 mm の軟鋼管を高周波誘導加熱によつて表面加熱する時、加熱帯の幅 7 mm, 加熱入力 30 KVA, 能率 30% として加熱帯中心裏面温度を計算して見ると、

$$q_0 = \frac{30 \times 0.3 \times 0.239 \times 1000}{\pi \times 7 \times 7} = 13.97 \text{ cal/sec}$$

今 $c=0.515 \text{ cal/g}^\circ\text{C}$, $\rho=7.85 \text{ g/cm}^3$, $a=0.07 \text{ cm}^2/\text{sec}$ とすれば、 $2q_0/c \cdot \rho \cdot a \cdot \sqrt{\pi} = 190^\circ\text{C}$ であるから Fig. 3 の値を用いて加熱時間 T と温度 θ の関係を求めると Fig. 5 の如くなる。これによると 5 mm 程度の肉厚を有する鋼管を鍛接する際、その温度を約 1200°C 内外にするためには、この程度の入力で約 20 sec 内外の加熱時間を必要とする事が解る。この事は筆者等の行なつた実験結果²⁾より類推しても十分実際に近い値を示すものと思われる。

2°) 外径 80 mm, 内厚 6 mm の鋼管を加熱幅 a) 7 mm, b) 13 mm で、表面加熱入力 40 KVA, 加熱能率 30% にて加熱する時の加熱帯中心附近の表裏推定温度差を前例題の c , ρ , a を用いて計算して見ると、Fig. 4 の関係より

a) 539°C , b) 330°C

と計算される。即ち加熱幅が大なる方が表裏面の温度差が小になる。しかし実際に熔接を行なう場合同一加熱時間では肉厚方向について温度差がない方が望ましいため広い加熱幅を要することになるが、広い加熱幅では過熱が局部的に止まらず割合広範囲にわたるため適当な熔接条件をきめる必要がある場合は加熱局部外に対する熱的影響についても十分検討の要がある。

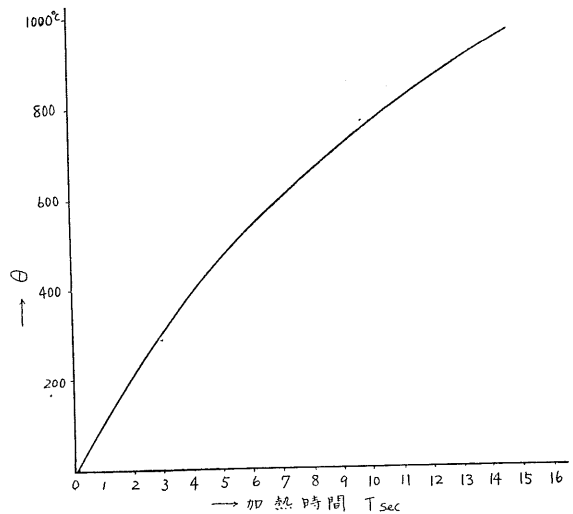


Fig. 5.

§5. 結 言

管の問題が板の問題として扱われ得る様な場合について、材が高周波誘導加熱加熱の様な方法で表面加熱をうける時の温度分布は近似的に次の如き式で表わされるものである。即ち

$$\theta = \frac{2q_0}{c \cdot \rho \cdot a \cdot \sqrt{\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \sum_{s=1}^{\infty} \frac{A_s}{u_s} \cdot \left(\cos \frac{\alpha}{\delta} u_s + \frac{\delta h}{u_s} \sin \frac{\alpha}{\delta} u_s \right) \cdot \Phi \left(\frac{u_s \sqrt{aT}}{a}, \frac{u_s |y - y_n|}{2\delta} \right) \right\}$$

実際的に言えばこれを用いて高周波誘導加熱の如き場合の材の温度分布を推測するには、熱供給を行なうための電氣的な問題があり、更に熔接のための加熱を行なう時には部材が衝合せの状態では加熱されているためにおきる影響等のため解析的な結果と異なるものであろうが、筆者が行なつ

た 75 KVA, 430 KC の真空管式高周波焼入装置による管熔接の基礎実験では、筆者の近似式による推定温度と実測温度との間に著しい差異は認められない様に思われた。

従つて前述した電気的な影響等を十分考慮にいれ、又熱定数に適当な値を採用する事によりかかる場合のかなり正確な温度の推定がなされ得るであろう。

尚本報告は昭和 29 年 4 月、熔接学会春季学術講演会において講演したものであるが、実験的にも一応の結論を得たので其の概要をとりまとめて報告するものである。最後に極めて有益な御批判と御指導を頂いた北海道大学工学部齋藤武教授と、本報告に対し非常に適切な御助言を頂いた防衛大学秦謹一助教授、並びに高周波誘導加熱に関し貴重な資料と実験上の御協力を頂いた北海道立工業試験場長岡金吾技師に対しここに深甚の謝意を表するものである。

文 献

- 1) 例えば赤木・大崎・桜井： Japan. welding Journal 1952, Vol. 21, No. 11.
- 2) 例えば、山本勇編： 最新の高周波応用. No. 2, p. 251.
- 3) 長岡・関： 北海道立工業試験場報告, 昭和 30 年 3 月.
- 4) 熔接協会誌： 1941, January p. 4.
- 5) 熔接協会誌： 1943. September Vol. 13, No. 9, p. 347.
- 6) 芝浦技報： 1941, May p. 183.
- 7) 仲 威雄： 熔接の収縮と亀裂, p. 203.

附 録

筆者は高周波誘導加熱を用いて $C=0.5\%$ の 25 mm ϕ 丸棒に対して入力 35 KVA で焼入試験を行なつた結果を Fig. 6 に示す。これによると焼入硬度は加熱中心より左右対称にある距離にわたつて全般的に略均一で、其の近傍で左右に急に硬度曲線は減衰する。而して加熱時間によつて其の大小はあるが、高硬度を示す部分の長さは加熱時間に関係なく略一定である事が解る。この長さは加熱コイルの幅と、材とコイル隙間との両方の影響によつて一定値をとるものの如く、加熱による Temper colour の推移より判断された加熱幅の推定長さと同一致している事は興味深い。この実験から推察出来る様に、この様な加熱方法では熱が局部的なある長さに涉つて略均一に供給されていると見做し得る事が解る。尚本実験において用いた加熱コイルの長さは 25 mm でコイルと材との隙間は 1.5 mm であつた。

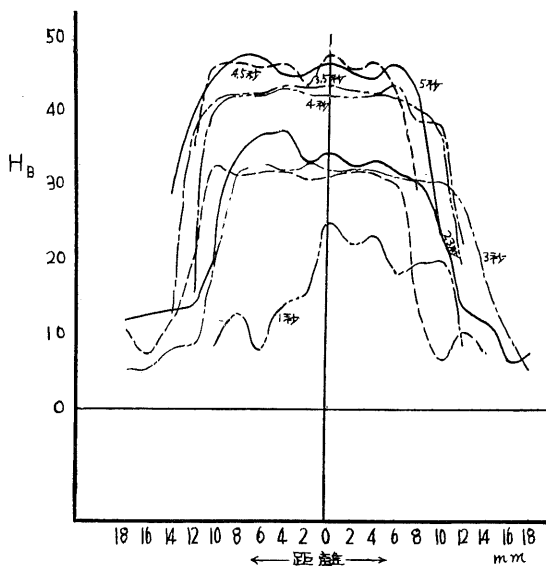


Fig. 6.