

水圧鐵管熔接部の焼鈍

大阪大学教授 安藤 弘 平

I. 緒 論

近年一般鉄鋼構造物は勿論、高圧容器、水圧鉄管、ボイラー等の各種機械部分の製作に当つて熔接構造が相当廣範囲に採用せられる傾向にある。しかしながら普通熔接現象は鋼材の熔融点以上の高温度に於ける極めて短時間の急熱急冷現象の連続移動であるから、熔接部付近の所謂熱影響部はその材質が硬化し、熱膨脹収縮等のために残留応力が存在してそれが亀裂や割れ発生の原因ともなり、この程度がたとえそれ程大ではないとしても熔接構造そのものに対する信頼度を低下することになるのは既に周知の事実である。而してこの熔接結果の改善、信頼度の向上のためには種々の方策があるわけであるが、熔接後に焼鈍を行うことも一つの有力な方法であることはいうまでもない。

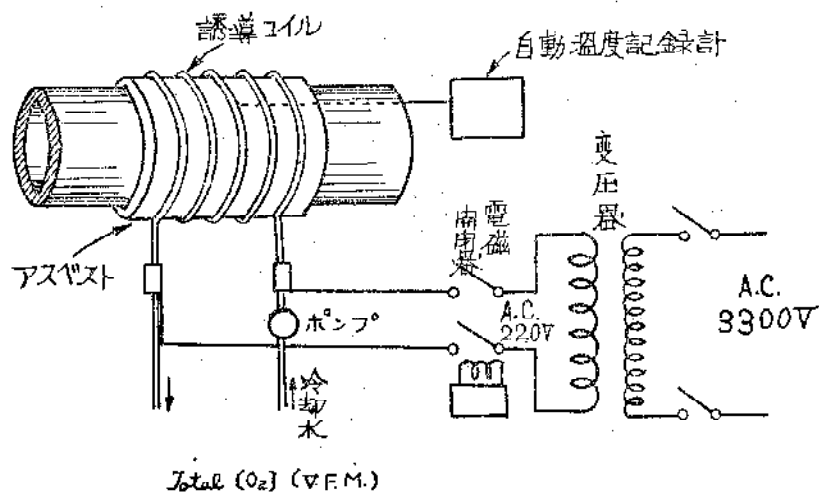
この応力焼鈍としてはガス焰、炭火、電熱等による局部焼鈍や大型の加熱炉で熔接物全体を焼鈍する方法等が行われているが、これらは何れも製造工場内で実施出来る場合のみに限られ、大型の構造物で輸送その他の関係から使用現場に於て直接組立てて熔接及び焼鈍を行わねばならぬ場合には適用し難い。特に水力発電所用水鉄管はその重量、寸法等が大きく又その敷設場所が普通製造工場から離れた山間の急傾斜地にあるので、前記の一般の焼鈍法は利用し得ない状態にある。しかし組立現場での焼鈍の実施が困難であるからとの理由でこれを行わないか、或は行つたとしても不十分な結果に終るならば恐るべき大災害を惹起し発電所全体を破壊して、人命を失い、ひいては我国工業全体の発展を著しく阻害することとなる危険性も多分に生じて来るわけである。

アメリカに於ては大型の水圧鉄管の熔接部は誘導加熱によつて焼鈍するとか報告せられているが、わが国ではこの商用周波数の誘導加熱焼鈍の実施例はあまり多く報告されていない。たまたま電源開発による新発電所建設計画が廣く実施せられようとしている今日、完全な水圧鉄管焼鈍法を確立することが緊急且つ重大問題であること

とは明かである。それで以下この低周波誘導加熱による水圧鉄管焼鈍法について少し述べてみる事とする。

II. 低周波誘導加熱焼鈍法の原理

誘導加熱の原理は極めて簡単で、普通の変圧器と全く同様に考えられる。すなわち加熱装置としては第1図にその概略を示す如く、水圧鉄管とそれを覆うアスベスト及び、その外周にコイル状に巻いた銅パイプとよりなりこの銅パイプの両端に電源変圧器より電圧を加え、電流を通じるものである。銅パイプで作られた誘導コイルに電源からの電流が流れるとその内部に交番磁界が出来、鉄管には磁束の変化に伴う誘起電圧を発生し電流を生ず



第 1 図

る。その結果鉄管内部ではその抵抗のために熱が発生するのであつて、誘導加熱とは交流磁束によつて流れる渦電流を利用したもの以外ならない。電源からは適当な電流が流れるようにしておいてその熱により鉄管を規定加熱温度 650°C に達せしめ、その温度に1時間程度保持しその後は漸次徐冷すればよいのである。

この際銅パイプには冷却水を通じ、又鉄管の各種位置に於て熱電対温度計で温度を測定し、供給電力を適宜調整するようにする。

大型水圧鉄管の現場焼鈍にはガス焰による焼鈍や上記の低周波誘導法による焼鈍などが考えられるが、この低周波誘導法には次の如き利点があると考えられる。

i) 加熱装置が簡単で、任意の場所、任意の時間に実

施出来る。

- ii) 所要加熱部分を均一温度に加熱することが出来る。
- iii) 温度調整が平滑に、しかも自由に行いうる。
- iv) 加熱操作が簡単で何ら特殊技術を要しない。
- v) 60~の商用周波数を用いるのであるから電源としては普通の変圧器だけでよく、高周波加熱の如く複雑な電源設備を必要としない。
- vi) 移動運搬が容易で現場作業に適している。
- vii) 他の焼鈍法に比べて機械的故障が起り難い。
- viii) 設備費、消耗費、材料費や運転経費が少く済む。

III. 誘導加熱の理論的考察

前にのべたような原理により誘導加熱を行う場合の電氣的諸数値について理論的に少し検討してみる事とする。

(i) 無空円筒形鉄棒の表皮効果

先づ考察を簡単にするために半径 r_0 なる誘導コイルの内部に半径 r_1 なる無空鉄棒を挿入した場合について考える。誘導コイルによる磁界中に置かれた円筒棒内にはその磁束変化により当然電圧を誘起し、電流が流れるが、この電流による磁界の影響のために鉄棒内部の磁界の強さや電流密度が全断面にわたって均一を欠き、その結果電流は棒表面のみに多く流れ、内部に行くに従って殆んど流れなくなるという所謂表皮効果の影響を顕著に現わして来る。

今棒の中心より r の距離の所に於ける鉄棒内部の磁界の強さ及び電流密度を H_r 及び I_r とするとこれらは次式で示される。

$$H_r = H_0 \frac{J_0(\alpha r j^{3/2})}{J_0(\alpha r_1 j^{3/2})} \quad \dots \quad (1)$$

$$I_r = I_0 \frac{J_1(\alpha r j^{3/2})}{J_1(\alpha r_1 j^{3/2})} \quad \dots \quad (2)$$

但し $\alpha = 2\pi\sqrt{\frac{2\mu f}{\rho}}$ とする。 μ : 鉄棒の導磁率
 ρ : 鉄棒の固有抵抗
 f : 電源周波数

ここに J_0, J_1 はそれぞれ第1種第零次及び第1次の Bessel 函数とし、 H_0 及び I_0 は鉄棒表面に於ける磁界の強さ及び電流密度とする。

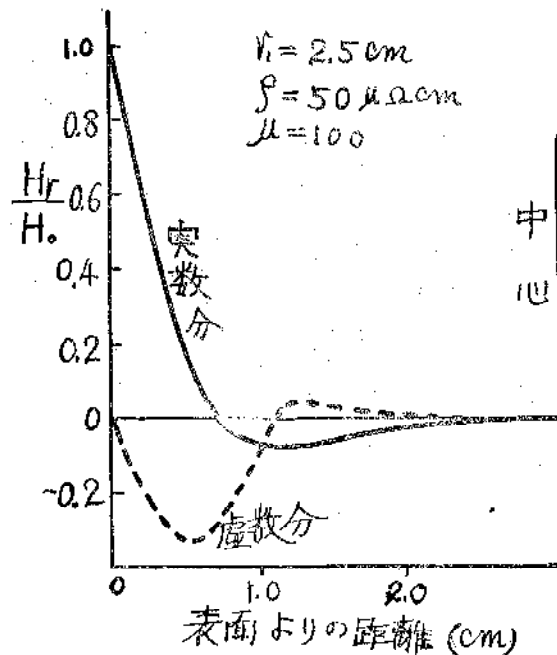
表皮効果の甚だしい場合、即ち αr_1 が非常に大きい場合 (実際には $1/\alpha r_1 > 10$ の範囲) には (6) 式は近似的に次の如く表わされる。

$$H_r = H_0 e^{-\frac{x}{\delta}} \cdot e^{-\frac{x}{\delta}} \quad \dots \quad (3)$$

$$I_r = I_0 e^{-\frac{x}{\delta}} \cdot e^{-\frac{x}{\delta}} \quad \dots \quad (4)$$

$$\delta = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho}{\mu f}} \quad \dots \quad (5) \quad x = r_1 - r$$

而してこの近似式が成立する範囲に於ては、磁界の強さと、電流密度とは同じ分布を示し、(7)、(8)式の始めの指数函数は磁界の強さ及び電流密度が表面より内部に至るにつれて漸次減少する程度を表はし、後の指数函数はその位相の変化を示すものである。第2図は表面



第 2 図

の磁界 H_0 を基準とした場合の内部の磁界の変化を示すもので、内部に行くに従って第(3)式に示す如く、磁界の強さの絶対値は指数函数的に減衰して小さくなる。

表面より δ の所では磁界強度及び電流密度は大體表面の値の $1/e$ 、即ち約 37% 程度となつて居るのである。この δ なる値は滲透深さ又は渦流深度と呼ばれるもので、

$$\int_0^{r_1} |I_r| dr = \delta I_0 \quad \dots \quad (6)$$

なる関係が成立し、大體表面から δ までの間に主たる電流が流れ、主たる発熱があると考へてよいわけである。

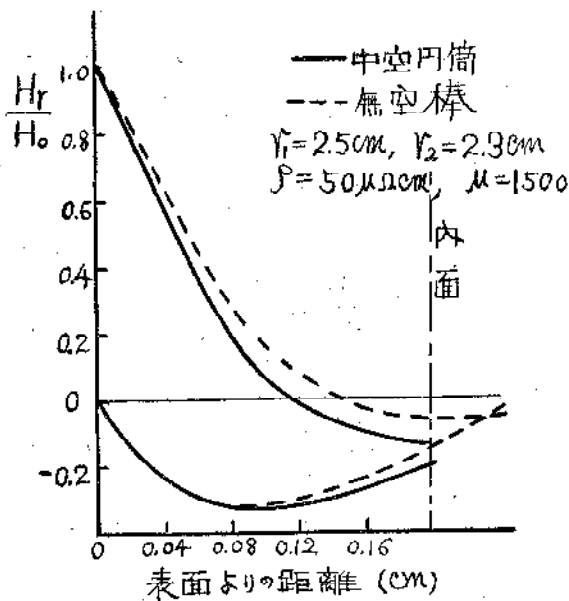
ii) 中空円筒形鉄管の表皮効果

中空円筒形鉄管の内径が比較的大きく、又厚さが滲透深さ δ に比して相当厚い場合には無空円筒棒の時と殆んど差がないものと考えられ、この場合には中空円筒形鉄管の内表面附近では磁界強度及び電流密度は無視し得る程度に小となり、従つて中空円筒内部の空隙の部分の磁界強度も零と見なしうるわけである。

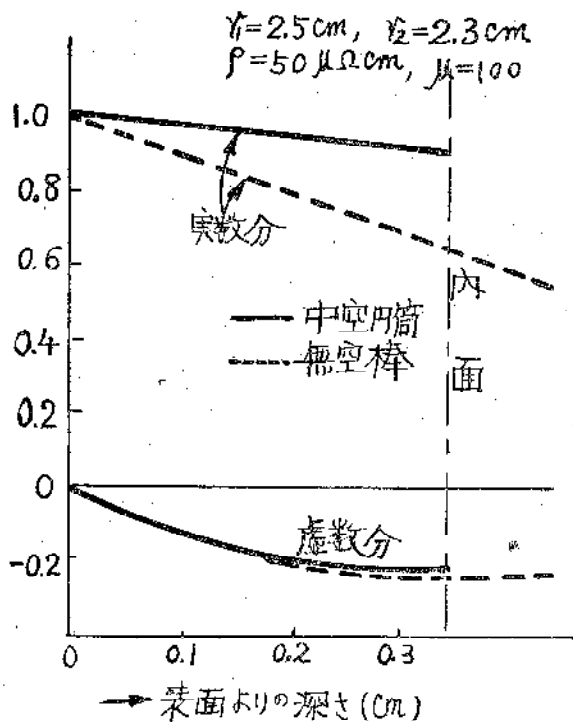
若しこのような近似が許されるならば (即ち内径が割合に大で厚さも δ に比して大きい場合)、等しい外径の中空、無空鉄棒は共に磁界強度、電流分布等が全く同

となり、従つて他の諸条件が等しければ電気的入力即ち発熱量は等しくなる。同一外径ならば中空鉄管の方が無空のものに比べて当然加熱さるべき容積が小であるから同一温度上昇に要する熱量はそれだけ少なくてすむので、中空の方が温度上昇が容易と考えられる。しかしながら中空鉄管の場合にはその内面よりの温度放射損失が相当大きくなり、この放射による熱損失を考慮するときは却つて温度上昇は低いことも当然ありうるわけである。

外半径が大きくと厚さが δ に比して小で、ここにの



第 3 図 (a)

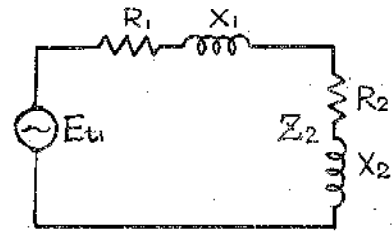


第 3 図 (b)

べた近似的の理論を用い得ない場合についての考察はそれが導磁率、固有抵抗等の温度による変化とも密接に関係を有するものであるから、更に後程のべることとしてここではこの場合の磁界の強さの変化の傾向を示す一二の例を第 3 図 (a) 及び (b) に示しておく。

(iii) 等価インピーダンス

誘導加熱の現象を電源から見た時の簡略等価回路は第



第 4 図

4 図の如くである。ここに R_1, X_1 は誘導コイルの抵抗及びインダクタンス、 R_2, X_2 は鉄管の等価抵抗及びインダクタンスを表はすものとする。誘導コイルと鉄管表面との間にはアスベスト等の熱絶縁物を巻くための空隙が必要であり、この部分を通る磁束は鉄管の加熱には何ら作用を興えない漏洩磁束となり、この部分が大きな程インダクタンス X_1 が大きく全体としての電源から見た力率は悪くなり、従つて同一の発熱効果を得るためには無効電流を多く流さねばならず、電源 KVA 容量もそれだけ大にする必要が生じて来る事になる。

この空隙部分のインダクタンスは次式の如く示される。

$$Z_g = j 4 \pi^2 \omega n^2 l (r_a^2 - r_1^2) \times 10^{-9} \Omega \dots\dots (7)$$

次に磁界内に入れた n ; コイルの 1 cm 当りの巻数
無空円筒形鉄棒の等価 l ; コイルの軸方向の長さ
インピーダンスを考える。 (cm)

この鉄棒の等価インピーダンスは次式で示される。

$$\dot{Z}_p = \frac{16 \pi^2 f \mu n^2 h r_1}{\alpha} \frac{J_1(\alpha r_1)}{J_0(\alpha r_1)} \times 10^{-9} \Omega \dots\dots (8)$$

この式の実数項及び虚数項を M_1, M_2 で表わせば全等価インピーダンスはこれに第 (7) 式を加えて次の如くなる。

$$\dot{Z}_s = \dot{Z}_p + \dot{Z}_g = \frac{16 \pi^2 f \mu n^2 h r_1}{\alpha} (M_1 + j M_2) + j 4 \pi^2 \omega n^2 l (r_a^2 - r_1^2) \times 10^{-9} \Omega \dots\dots (9)$$

但しここで誘導コイルの抵抗及び誘導コイル自身の表皮効果は無視してある。

第 (9) 式の M_1 及び M_2 の値は計算結果によると $\alpha r_1 > 10$ の範囲では共に殆んど $\frac{1}{2}$ に等しくなり、この

場合には第9式は近似式として次の如く書きかえられる。

$$Z_s = 4\pi^2 \sqrt{\frac{\mu^2}{\rho}} n^2 r_1 (1+j) + j4\pi^2 \omega n^2 l \times (r_a^2 - r_1^2) \times 10^{-9} \Omega \dots\dots\dots (10)$$

上式の実数分のみをとつてこれを等価抵抗 R_s で表わすと

$$R_s = \rho \frac{2\pi r_1}{\delta} n^2 l \times 10^{-9} \Omega \dots\dots\dots (11)$$

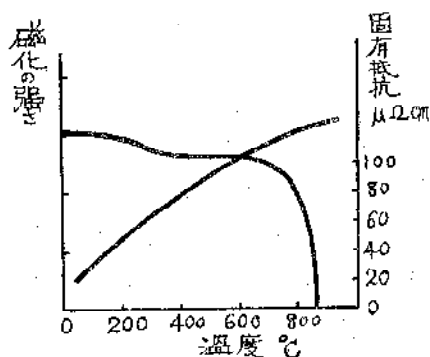
となり表皮効果のある場合の鉄棒の等価抵抗は断面積が δ で長さが $2\pi r_1$ の部分の直流抵抗に $n^2 l$ を乗じたものと考へてよいことがわかる。而して誘導電力即ち円筒鉄棒の温度上昇に費される熱量は $I_1 R_s$ となるわけである。

誘導コイル内に中空円筒形鉄管を挿入した場合には、無空鉄棒の場合の等価インピーダンスの式(9)の M_1 、 M_2 に相当する値が多く条件を含んだ Bessel 函数で示される種々の変数が入つて来て計算は相当複雑となるのでここではその数式を掲げることには略するが、この中空鉄管の場合にもやはり $\alpha r_1 > 10$ で、厚さ δ が $2b/\delta > 3$ 程度に厚い範囲では等価インピーダンスはやはり $M_1 = M_2 \approx 1/\sqrt{2}$ とした無空棒の時の第(10)式と同じ形で表わしうるのである。

(iv) 滲透深さの吟味

誘導加熱により鉄管を加熱する場合その磁界の強さ、電流密度、電力、インピーダンス等はそれぞれ温度の上昇と共に漸次変化するのであるが、これらはすべて鉄管の固有抵抗 ρ 、及び導磁率 μ が温度によつて変化することと起因しているのであつて、この変化の状態を考察するには滲透深さ δ の変化を考へるのが最も便利である。

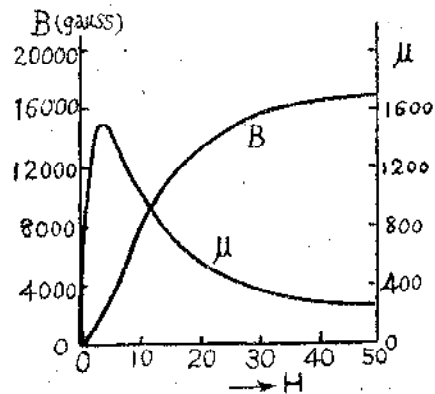
鉄管の固有抵抗は第5図の如く温度の上昇に伴い大体



第 5 図

直線的に増加し、 0°C で $30 \mu\Omega\text{cm}$ 、 700°C で $100 \mu\Omega\text{cm}$ 程度の値をとるものである。磁化の強さは 800°C までは殆んど変化なく、 850°C 附近で急激に減少する。用

第6図の μ - H 曲線で示す様に鋼の導磁率 μ は外部より加えられる磁界 H によつてその値を著しく変化し、誘



第 6 図

導加熱の場合の如くコイルの電流が大でその内部の磁界が非常に強力な時には鉄管の μ は磁界の小さい場合に比して極めて小さい値とする。事実直径250 cm、厚さ2.5 cmの鉄管を誘導加熱する場合を一例として計算した結果でも鉄管表面の磁界の強さは $H=900$ となりこれが普通18000 ガウスの磁束密度で飽和するとして $\mu=20$ なる値が得られている。この磁界の強さは一定温度に於ても鉄管内部に進むに従つて減少するから μ は当然大となつて行き、実際には如何なる値をとるべきかについてはなお問題はあるが、規定焼鈍温度は 700°C 以下であり、且つ表面での H は20程度に小さいのであるから、この場合の導磁率は温度に無関係に一定と見なして差支えないであらう。

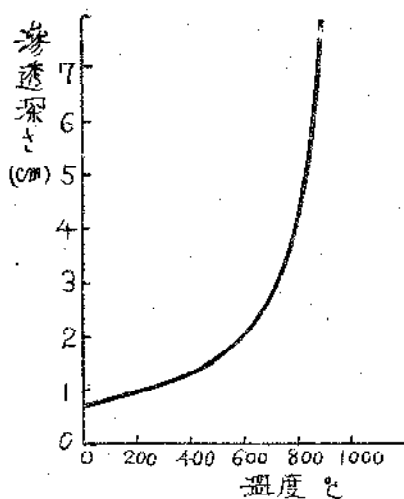
上にのべた μ 及び ρ の値を用いて二三の温度に於ける滲透深さを計算してみると第1表の如き値となり、又これを図示すれば第7図の如き曲線となる。

常温か或は加熱初期で温度が比較的低いときに前述の近似式が成立する如き寸法の ($2b/\delta > 6$ 、 $\alpha r_1 > 10$ 、

第 1 表

温度 $^\circ\text{C}$	導磁率 μ	固有抵抗 $\rho(\mu\Omega\text{cm})$	滲透深さ $\delta(\text{cm})$
0	20	30	0.7
100	20	40	0.9
300	20	60	1.2
500	20	80	1.6
700	10	100	2.5
900	1	120	7.4

即ち半径が大で厚さも δ に比して大きい場合で、実際使又されている水圧鉄管もこの程度のものである。) 鉄管



第 7 図

でもつても、温度が次第に上昇して来ると第7図に示す如く滲透過さが大となり表皮効果の影響が少く、従つて鉄管内部に於ける電流の減少の度も少く、近似式も成立しなくなる。この場合には鉄管の内側の表面附近にも相当電流が流れ、中空内部の空隙の磁界強度も無視出来なくなり、この部分に磁束を通すためにコイル側に流れる所謂磁化電流も多くなる。

(v) 熱損失と電源容量

水圧鉄管の温度が加熱により次第に上昇して焼鈍温度附近になるとその部分からの温度放射は絶対温度の四乗に比例して急激に増加して来る。それで若し電源容量が小さく供給電力の比較的少い場合には 200°~300°C 程度までは速かに温度が上昇してもこれ以後の供給電力はすべて放射損失として失われるために鉄管は容易にその温度以上には加熱し得ない様なことが起りうるのである。

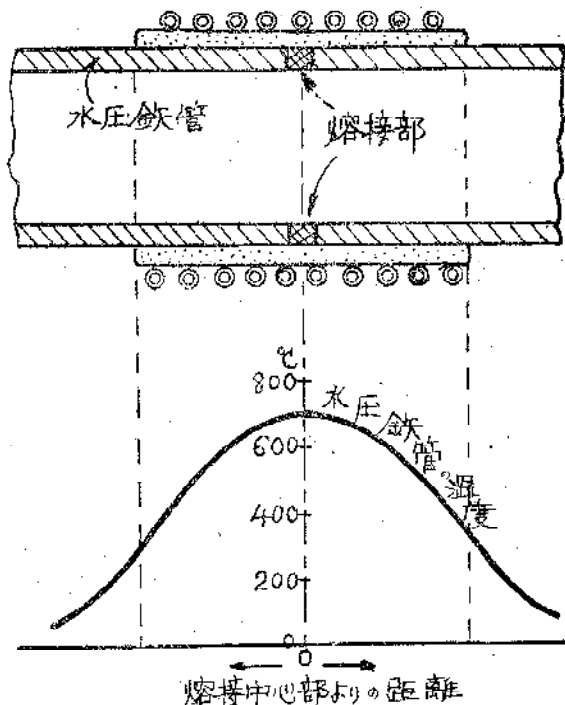
誘導加熱に於ける熱損失にはこの外に傳導、対流等による損失も考えられるのであるがこれ等はどれも放射損失に比べて遙かに少いものである。

水圧鉄管を加熱せんとする場合には予めアスベスト等による熱絶縁物を用いて放射損失をどの程度におさえ得るかを推定しておき、この放射損失を補いつつしかも被加熱物を所要温度に上昇させ得る電力を供給する必要があるわけで、実際に直径 250cm、厚さ 2.5cm の鉄管外周に 4cm の厚さにアスベストを巻いた場合、1 時間で所要焼鈍温度まで加熱するに要する電力と、これを第8図に示す如き焼鈍温度に一定時間保持するに要する電力とはほぼ等しくなり、この場合計算結果では電源容量としては約 400 KVA が必要となつてくる。

Ⅲ. 誘導加熱の実施例とその應用

低周波誘導加熱の研究は我国に於ても二三行われてい

るがどれも基礎的実験の範囲に止まり、大型水圧鉄管を現場焼鈍する場合の如く、この方法を実用化するに当つて参考となる様な研究結果は殆ど見当らない。



第 8 図

アメリカに於ては以前より相当研究が行われすでに大型の構造物に対しても廣く利用されているようである。次に最近報告された Anderson 氏の研究結果 (Welding Journal, 1952-April-343~) の概略をのべて少し検討してみる事とする。

これは半径10", 厚さ1"の鉄管の外周を1 1/4"の厚さのアスベストで覆い、銅パイのコイルを巻いて 1725 °F まで加熱し、この温度での熱損失が 11KW であるので供給電力が 20KW となる様に電流値を調整して実験したものである。この寸法のコイルのインダクタンスは計算によると 1.16ヘンリー、60 サイクルにおけるリアクタンスは 0.44Ω でこれに 220V の電圧を加える時は約の電流が流れる筈であるが実際の実験結果ではインピーダンスは 0.49Ω、最大電流は 450amp になつたと云つてゐる。鉄管の固有抵抗を 120μΩ/cm として全抵抗は 172μΩ となるので 20KW を得る為には誘起電圧 1.86V を必要とし、1725°F では μ=1 であるからコイルに誘起される電圧と、パイプに誘起される電圧とはその囲む断面積に比例すると考えて、コイル1巻当りの誘起電圧は 3.9V としている。即ち高温で μ=1 となると鉄管部分に流れる電流による減磁力を考慮せずに鉄管中空内部の空隙の磁界は鉄管とコイルの間の空隙の磁界と同じであると考えてよい事になる。

以上が Anderson 氏の研究結果であるが、著者が計算してすでに第 1 表として示した如く 1725°F では滲透深さは 7 cm 以上となり、従つて厚さ 1" の鉄管内部ではあまり電流密度の変化はなく、鉄管中空部分の磁界が相当大である事はたしかに背けるが、果して近似的に鉄管の外部と内部の磁界が等しいと考えてよいか否かはなお考慮の余地があり、試みに第 (9) 式を用いてこの場合の等価インピーダンスを $\mu=1$ として計算してみると 0.54Ω と云う値が得られ、Anderson 氏の結果とは少し違つて来るのである。コイルの両端部分は当然温度が低く μ の値は 1 より大となつていであろうから μ の平均値を 5 と仮定して計算してみると 0.49Ω となり Anderson 氏の値とはほぼ一致する結果となる。勿論著者の計算にも若干の近似が含まれており、必ずしも実験値が計算結果と完全に一致する筈であるとは云わないが、とにかく鉄管の μ は無限大でないからたとえ $\mu=1$ であつても電流は流れ、中空内部磁界はその為に幾らか小さくなる事は確かである。何れにしても内部の磁界は無視出来ない程度に相当存在するのであるからこの部分に磁束を通すためにコイル側には磁化電流として電圧と位相が 90° 違つた無効電流が多く流れ従つて力率も悪くなり電源容量も大にせねばならなくなる。この欠点を除去するための改善策としては中空内部の空隙部分に磁束の通過が容易で、しかも渦電流を阻止する薄碎素鋼板を重ね

た鉄心を挿入すればよく、この様にすれば電源 KVA 容量も相当少なくてすむ事になる。

なお、ここに述べたのはすべて水圧鉄管の円周方向の熔接々手に対する焼鈍の場合についてであるが、長さの方向に対する焼鈍もこの方法と同様に行うことが可能である。同一鉄管で加熱部分が数箇所ある様な時にはコイルのピッチを適宜変化させたり、並列接続にしたりして同時に同一条件で加熱し得る利点もある訳である。

又その他複雑な形の構造物でこの外の焼鈍方法では均一に加熱出来ない様な場合にも廣く利用されているのである。

V. 結 び

以上水圧鉄管の現場焼鈍法の概略について基礎的かつ備実験結果と Bessel 函数による理論的考察とをもとにして簡単に説明したのであるが、鉄管の導磁率も鉄管内部で一様でなく、滲透深さは厚さに比して大きいために普通の高周波加熱による表皮効果の理論も利用し得ない場合が多く、又アメリカの研究結果に於てもその理論的説明になお問題があるわけで、筆者はこれらを図的解法で簡潔に説明出来るものと考えている。

本法は我国に於て現在まで殆んど実用化されていないので、著者は実際使用される大型水圧鉄管の現場焼鈍についての実験を早急に行うべく目下準備中である。

自 轉 車 の 鋸 接

大阪大学教授 大 西 巖

自轉車の形はどんなに變つて来たか
又これが鋸接され出したのは何時頃
からか

世界最初の自轉車はおそらく 1816 年頃に出来た所謂 "HobbyHorse" であろう。これは独乙、マンハイムの Drais 氏によつて發明された一種の馬であり鞍の下には 2 個以上の小車輪がついており、乗手は自分の足で地をけつて進んだ。

第 2 番目の型は 1862 年頃に出来た "Velocipede" である。クランク類や足踏ペダルは何れも前車輪の軸についていた。發明者はフランス人とも言われ又独乙人とも言われるが明かでない。この型になつてやつとスピードらしいものが出て来たが、速度を出すためには乗手はやた

らに足を働かさねばならなかつた。この欠点は 1872 年頃の "Ordinary" によつて改良された。

この "Ordinary" は前車輪を極めて大きくし、後車輪は小さく造つてある。乗手は曲芸乗りのように前車輪の上に乗つて走る。

英人 Starley 氏は 1884 年頃この後車輪を大きくし、チェーンによりこれを廻転さす実用的な自轉車を造つた。後に前後車輪は同一寸法となつた。以後外形に多少の變化があつたが、1895 年以降は車体の外形的變化は極めて少く、接合法は鉸鉄とハンダづけによつた。その後は全車体を酸素アセチレン吹管で硬鋸接するように變つて来た

現在どんな熔接法が實施されて
いるか