誘導加熱時の導体の表面磁界および電力密度分布の測定

正 員 石 橋 一 久 (東洋製缶)

1. ま え が き

誘導加熱は被加熱物に生じるうず電流により短時間に被加熱物を所望の温度分布で加熱する手段として広く用いられている。誘導加熱時に最も知りたい量は被加熱物に与えられる電力密度分布であり、それらは数値解析によって求められるようになってきたが⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾実測値が必要とされる場合もある。ここでは、数値解析の検証としても用いられる電力密度の測定法について検討する。

被加熱物に与えられる電力密度の測定法として、導体の温度上昇の測定法⁽²⁾⁽⁴⁾、プローブによるうず電流の測定法⁽⁵⁾⁽⁶⁾およびさぐりコイルによる磁界の測定法⁽⁴⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾などがある。温度分布より電力密度分布を求める方法は導体板が薄く、しかも熱伝導を考慮しなくてもよい場合にしか適用できない。

プローブやさぐりコイルによる電力密度の測定についての報告は導体板の厚さが浸透の深さに比べ厚い場合のもので、導体板が薄い場合には、導体板の相対する表面の磁界の大きさおよび位相差を測定しなければ電力密度を正確に算出できない。

この報告は筆者が先に報告したうず電流解析法⁽²⁾に基づいて導体板の表面磁界と電力密度との関係を求める、表面磁界の測定値より電力密度を実験的に求める方法に関するもので、導体板の厚さにかかわらず電力密度が求められる。

なお、表面磁界の測定法としては広く用いられているさぐりコイルによる方法および新しく開発された磁気テープを用いた広い面の表面磁界を一度に測定する方法⁽⁸⁾について述べる。

2. 導体板の表面磁界と導体板に与えられる電力密度との関係

導体板の内部の電流 i および磁界 $\dot{H}$ は、導体板の

Measurements of the Distribution of the Magnetic Field on a Metal and the Power Density in Induction Heating. By Kazuhisa Ishibashi, Member (Corporate Research & Development, Toyo Seikan Group)

石橋一久：正員、東洋製缶グループ総合研究所

透磁率が μ 、導電率が σ 、 i および $\dot{H}$ の角周波数が ω であるとき、

$$\text{rot } \dot{H} = i \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\text{rot } i = -j\omega\mu\sigma \dot{H} \quad \dots\dots\dots (2)$$

を満たすものとして求められる。

図1に示されるように、直角座標系の x, y 軸を導体板の表面に、 z 軸を導体板の内部に向う方向に設け、 $z=0, z=d$ における導体板の表面に平行な磁界 $(H_t)_{s1}, (H_t)_{s2}$ を境界条件とし、導体内部の電磁界は導体内部へ入るに従い急激に減少すると仮定して(1)および(2)式を解くと、

$$\begin{aligned} \dot{H} = & \left(\frac{(\dot{H}_t)_{s1} e^{\dot{\gamma}d} - (\dot{H}_t)_{s2}}{e^{\dot{\gamma}d} - e^{-\dot{\gamma}d}} \right) e^{-\dot{\gamma}z} \\ & - \left(\frac{(\dot{H}_t)_{s1} e^{-\dot{\gamma}d} - (\dot{H}_t)_{s2}}{e^{\dot{\gamma}d} - e^{-\dot{\gamma}d}} \right) e^{\dot{\gamma}z} \\ & - \frac{e^{\dot{\gamma}(d-z)} + e^{-\dot{\gamma}(d-z)}}{\dot{\gamma}(e^{\dot{\gamma}d} - e^{-\dot{\gamma}d})} (\nabla_s \cdot (\dot{H}_t)_{s1}) n_1 \\ & - \frac{e^{\dot{\gamma}z} + e^{-\dot{\gamma}z}}{\dot{\gamma}(e^{\dot{\gamma}d} - e^{-\dot{\gamma}d})} (\nabla_s \cdot (\dot{H}_t)_{s2}) n_2 \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i = & \dot{\gamma} \left\{ \frac{(n_1 \times (\dot{H}_t)_{s1}) e^{\dot{\gamma}d} + n_2 \times (\dot{H}_t)_{s2}}{e^{\dot{\gamma}d} - e^{-\dot{\gamma}d}} e^{-\dot{\gamma}z} \right. \\ & \left. + \frac{(n_1 \times (\dot{H}_t)_{s1}) e^{-\dot{\gamma}d} + n_2 \times (\dot{H}_t)_{s2}}{e^{\dot{\gamma}d} - e^{-\dot{\gamma}d}} e^{\dot{\gamma}z} \right\} \\ & \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

となる⁽²⁾。ここで、 $\dot{\gamma} = \sqrt{j\omega\mu\sigma}$ であり、 n_1, n_2 はそれぞれ、 $z=0, z=d$ における単位法線ベクトルであり、 ∇_s は表面ベクトル演算子で $\hat{x}, \hat{y}$ をそれぞれ x, y 方向の単位ベクトルとし、

図1 導体板上に設けられた直角座標系

Fig. 1. Rectangular coordindtes system on a metal plate.

$$\nabla_s = \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \dots\dots\dots (5)$$

と定義され、通常のベクトル演算子であるナブラ ∇ と同様の演算を行なうものである。また、 $\cdot$ によりスカラー積を、 $\times$ によりベクトル積を表わす。

導体板の単位面積あたりに与えられる電力 P は (4) 式を用いて求められ、

$$P = \int_0^d \frac{|\dot{\mathbf{i}}|^2}{\sigma} dz = \frac{\gamma \{ \sin h(\gamma d) + \sin(\gamma d) \}}{2\sigma \{ \cos h(\gamma d) - \cos(\gamma d) \}} |\dot{\mathbf{i}}_a|^2 + \frac{\gamma \{ \sin h(\gamma d) - \sin(\gamma d) \}}{2\sigma \{ \cos h(\gamma d) + \cos(\gamma d) \}} |\dot{\mathbf{i}}_b|^2 \dots (6)$$

となる⁽²⁾。ここで、 $\gamma = \sqrt{\omega \mu \sigma / 2}$ であり、

$$\dot{\mathbf{i}}_a = \mathbf{n}_2 \times (\dot{\mathbf{H}}_t)_{s2} + \mathbf{n}_1 \times (\dot{\mathbf{H}}_t)_{s1} \dots\dots\dots (7)$$

$$\dot{\mathbf{i}}_b = \mathbf{n}_2 \times (\dot{\mathbf{H}}_t)_{s2} - \mathbf{n}_1 \times (\dot{\mathbf{H}}_t)_{s1} \dots\dots\dots (8)$$

である。(7)、(8)式より次式の関係が得られる。

$$|\dot{\mathbf{i}}_a|^2 = |(\dot{\mathbf{H}}_t)_{s2} - (\dot{\mathbf{H}}_t)_{s1}|^2 \dots\dots\dots (9)$$

$$|\dot{\mathbf{i}}_b|^2 = |(\dot{\mathbf{H}}_t)_{s2} + (\dot{\mathbf{H}}_t)_{s1}|^2 \dots\dots\dots (10)$$

3. 電力密度の測定法

導体板へ与えられる電力密度は (6) 式に示されているように導体板の対面する表面磁界の導体板表面の接線成分 $(\dot{\mathbf{H}}_t)_{s1}$ 、 $(\dot{\mathbf{H}}_t)_{s2}$ の差の大きさ $H_s = |(\dot{\mathbf{H}}_t)_{s2} - (\dot{\mathbf{H}}_t)_{s1}|$ および和の大きさ $H_a = |(\dot{\mathbf{H}}_t)_{s2} + (\dot{\mathbf{H}}_t)_{s1}|$ により決まる。表面磁界の和および差の測定法としては、扁平さぐりコイルを用いる表面磁束測定法、さぐりコイルを導体に巻き導体板内の磁束を検出する導体内磁束測定法およびプローブを用いる表面電圧降下測定法とを検討する。

(3・1) 表面磁束測定法による電力密度の測定

導体板の表面磁界の方向にかかわらず、磁界の大きさが測定できるように、図2に示されるような同じ巻数 n のコイルが直列に接続され、直交するように配置された扁平さぐりコイルが用いられ、導体板の表面に平行な磁界の大きさが測定される。

この扁平さぐりコイルを電力密度を測定しようとする導体板の相対する表面に配置し、これらに誘導する電圧の和 $\dot{v}_a$ および差 $\dot{v}_s$ より、表面磁界の和 $\dot{H}_a$ および差 $\dot{H}_s$ はそれぞれ

$$\dot{H}_a = \frac{\dot{v}_a}{j\omega n \mu_0 S} \dots\dots\dots (11)$$

$$\dot{H}_s = \frac{\dot{v}_s}{j\omega n \mu_0 S} \dots\dots\dots (12)$$

のように求められる。ここで、 μ_0 は真空の透磁率であり、 S は扁平さぐりコイルの面積である。

導体板へ与えられる電力密度 P は $\dot{H}_a$ 、 $\dot{H}_s$ を (6)

図2 導体板表面磁束検出用さぐりコイル

Fig. 2. A searching coil for detecting the magnetic flux on the surface of a metal plate.

式へ代入することにより算出される。

(3・2) 導体内磁束測定法による電力密度の測定

導体板の厚さを二等分し、導体板の断面の単位法線ベクトルが $\mathbf{t}$ である単位幅あたりの断面を通る各々の磁束 ϕ_1 、 ϕ_2 を求めると、次式となる。

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \int_0^{d/2} \mu (\dot{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{t}) dz \\ &= \frac{\mu (e^{\gamma d} + e^{-\gamma d} - e^{\gamma d/2} - e^{-\gamma d/2})}{\gamma (e^{\gamma d} - e^{-\gamma d})} (\dot{\mathbf{H}}_t)_{s1} \cdot \mathbf{t} \\ &\quad + \frac{\mu (e^{\gamma d/2} + e^{-\gamma d/2} - 2)}{\gamma (e^{\gamma d} - e^{-\gamma d})} (\dot{\mathbf{H}}_t)_{s2} \cdot \mathbf{t} \dots (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_2 &= \int_{d/2}^d \mu (\dot{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{t}) dz \\ &= \frac{\mu (e^{\gamma d/2} + e^{-\gamma d/2} - 2)}{\gamma (e^{\gamma d} - e^{-\gamma d})} (\dot{\mathbf{H}}_t)_{s1} \cdot \mathbf{t} \\ &\quad + \frac{\mu (e^{\gamma d} + e^{-\gamma d} - e^{\gamma d/2} - e^{-\gamma d/2})}{\gamma (e^{\gamma d} - e^{-\gamma d})} (\dot{\mathbf{H}}_t)_{s2} \cdot \mathbf{t} \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

(13)、(14)式より求められる導体板の x 方向に垂直な断面を通る単位幅あたりの磁束 ϕ_{1x} 、 ϕ_{2x} の和 $\phi_{2x} + \phi_{1x}$ および差 $\phi_{2x} - \phi_{1x}$ より、導体板の対面する表面磁界の x 方向成分 H_{1x} 、 H_{2x} の和および差がそれぞれ

$$\dot{H}_{2x} + \dot{H}_{1x} = \frac{\gamma (e^{\gamma d/2} + e^{-\gamma d/2})}{\mu (e^{\gamma d/2} - e^{-\gamma d/2})} (\phi_{2x} + \phi_{1x}) (15)$$

$$\dot{H}_{2x} - \dot{H}_{1x} = \frac{\gamma (e^{\gamma d/4} + e^{-\gamma d/4})}{\mu (e^{\gamma d/4} - e^{-\gamma d/4})} (\phi_{2x} - \phi_{1x}) (16)$$

図3 導体内磁束検出用さぐりコイル

Fig. 3. A searching coil for detecting the magnetic flux through a metal plate.

のように求められる。 y 方向成分の和 $\dot{H}_{2y} + \dot{H}_{1y}$ および差 $\dot{H}_{2y} - \dot{H}_{1y}$ も同様にして求められる。

被加熱導体板の半分の厚さである二枚の磁界測定用導体板を用意し、磁界を測定しようとする個所に微小な穴をあけ、それらの穴を通して互いに直交する二つのコイルを巻きそれらを直列に接続する。巻数が n で幅が l のさぐりコイルが設けられた断面が図 3 に示されるような導体板を重ね合せ、その周囲を半田付けする。半田付けする理由は導体板の端部では上側を流れる表面電流が下側に、下側を流れる表面電流が上側に折返す通路が必要であるためである。二個のさぐりコイルに誘導する電圧の和 $\dot{v}$ および差 $\dot{v}$ より、表面磁界の和 $\dot{H}$ および差 $\dot{H}$ はそれぞれ

$$\dot{H}_a = \frac{\dot{\gamma}(e^{\gamma d/2} + e^{-\gamma d/2})}{\mu(e^{\gamma d/2} - e^{-\gamma d/2})} \left(\frac{\dot{v}_a}{j\omega n l} \right) \quad (17)$$

$$\dot{H}_s = \frac{\dot{\gamma}(e^{\gamma d/4} + e^{-\gamma d/4})}{\mu(e^{\gamma d/4} - e^{-\gamma d/4})} \left(\frac{\dot{v}_s}{j\omega n l} \right) \quad (18)$$

のようになる。

導体板へ与えられる電力 P は $\dot{H}_a, \dot{H}_s$ を (6) 式へ代入することによって算出される。

〈3・3〉 表面電圧降下測定法による電力密度の測定

プローブを用いて導体板表面の互いに直方する方向の単位長さあたりの電圧降下の和 $\dot{e}$ を測定し、 $z=0$ および $z=d$ である表面の電圧降下 $\dot{e}$ の和 $\dot{e}_a$ および差 $\dot{e}_s$ を求める。これらの電圧 $\dot{e}_a, \dot{e}_s$ と磁界 $(\dot{H}_t)_{s1}, (\dot{H}_t)_{s2}$ との関係は (4) 式より

$$\begin{aligned} |\dot{e}_a| &= |(\dot{H}_t)_{s2} + (\dot{H}_t)_{s1}| / \sigma \\ &= \frac{|\dot{\gamma}|}{\sigma} \left| \frac{e^{\gamma d/2} + e^{-\gamma d/2}}{e^{\gamma d/2} - e^{-\gamma d/2}} \right| |n_2 \times (\dot{H}_t)_{s2} \\ &\quad + n_1 \times (\dot{H}_t)_{s1}| \quad (19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |\dot{e}_s| &= |(\dot{H}_t)_{s2} - (\dot{H}_t)_{s1}| / \sigma \\ &= \frac{|\dot{\gamma}|}{\sigma} \left| \frac{e^{\gamma d/2} - e^{-\gamma d/2}}{e^{\gamma d/2} + e^{-\gamma d/2}} \right| |n_2 \times (\dot{H}_t)_{s2} \\ &\quad - n_1 \times (\dot{H}_t)_{s1}| \quad (20) \end{aligned}$$

となる。ここで、添字 $s1, s2$ はそれぞれ $z=0, z=d$ における表面を表わす。

(19), (20) 式より (7), (8) 式で定義される電流 i_s, i_a の大きさが算出でき、それらを (6) 式へ代入することにより電力密度 P が算出される。

〈3・4〉 導体板に与えられる電力密度の測定 導体板を高周波誘導加熱する場合の加熱方式には、平行磁束加熱方式、垂直磁束加熱方式および斜め磁束加熱方式がある。

図 4 は紙面に垂直に延びる十分に長い加熱コイルの

図 4 加熱コイルの断面図

Fig. 4. Cross sections of heating coils; (a) A longitudinal or transverse flux heating coil. (b) An oblique flux heating coil.

断面である。平行磁束加熱方式は図 4 (a) に示されるように導体板の上側の加熱コイルには同じ方向の電流を、下側の加熱コイルには上側と逆方向の電流を流し、垂直磁束加熱方式は導体の上側の加熱コイルには互いに逆方向の電流を、下側の加熱コイルには上側と同一方向の電流を流すものである。斜め磁束加熱方式は図 4 (b) に示されるように互いに逆方向の電流が流れる加熱コイル導体の中心を通る面と導体板とが斜めに交わるものである。

これらの図に示される d_i は加熱される導体板の加熱コイルへの挿入の深さであり、平行磁束加熱方式および垂直磁束加熱方式の場合にはスチール板 (厚さ $d=0.15$ mm) およびアルミニウム板 (厚さ $d=0.23$ mm) とともに $d_i=0$ mm および $d_i=3.5$ mm とし、斜め磁束加熱方式の場合にはスチール板では $d_i=0$ mm, アルミニウム板では $d_i=5.0$ mm とした。

これらの加熱方式により導体板を加熱する場合の導体板に与えられる電力密度 P の分布を測定した結果および文献 (2) に従って算出された数値解析の結果を図 5, 図 6 に示す。

アルミニウム板に対しては導体内磁束測定法では正確な測定値は得られなかった。その理由は磁束の時間微分に比例するさぐりコイルの出力が (13), (14) 式より推測されるようにほぼ透磁率 μ の平方根 $\sqrt{\mu}$ に比例するので、信号に比べリード線に誘導する電圧が大きくなるためである。

表面電圧降下測定法では信号に対するリード線の誘導電圧が大きく正確な測定はできなかった。(19), (20) 式より信号は周波数 f の平方根 $\sqrt{f}$ に比例し、リード線の誘導電圧は f に比例するので、周波数が

図5 スチール板に与えられる電力密度分布
Fig. 5. The distribution of the power density given to a metal plate.

低い場合にはこの方法は有力なものであると思われるが、詳細な検討はしていない。

導体板の導電率 σ は導体板の一部がリボン状に切り取られ、その抵抗値がホイートストンブリッジで測定され算出された。その値はスチール板では $\sigma=7.2 \times 10^4$ Ω/cm であり、アルミニウム板では $\sigma=2.2 \times 10^5$ Ω/cm であった。

スチール板の透磁率は次のようにして求められた。電流の浸透の深さに比べ導体板が十分に厚い場合($\delta \ll d = \infty$)には(17)式は次式のようにになる。

$$H_a = \sqrt{\frac{j\omega\sigma}{\mu}} \left(\frac{v_a}{j\omega n l} \right) \quad (21)$$

図7に示されるような高周波磁界発生コイル中に図3に示されるようなさぐりコイルが取り付けられたスチール板のさぐりコイル部を高周波磁界発生コイルの中心に位置するように挿入し、さぐりコイルの出力の和 v_a および高周波磁界発生コイルを流れる電流 I を測定する。高周波磁界発生コイルの間隔 g は幅 w および

図6 アルミニウム板に与えられる電力密度分布
Fig. 6. The distribution of the power density given to an aluminum plate.

長さ l に比べ十分に小さいので、導体板の表面磁界 H_t は単位幅あたりの電流で与えられ

$$H_t = I/l \quad (22)$$

となる。 I の測定値より算出された H_t の2倍である表面磁界の和 H_a および測定された v_a を(21)式へ代入することによりスチール板の透磁率 μ は

$$\mu = \frac{\sigma}{w} \left(\frac{v_a}{2nH_t l} \right)^2 \quad (23)$$

のように算出される。

図7 高周波磁界発生コイル
Fig. 7. A coil for producing the high frequency magnetic field.

図 8 スチール板の比透磁率

Fig. 8. The specific magnetic permeability of a steel plate.

(a) 平行磁束加熱方式

(b) 垂直磁束加熱方式

(c) 斜め磁束加熱方式

図 9 スチール板の表面磁界

Fig. 9. The magnetic field on the surface of a steel plate.

このようにして求められるスチール板の比透磁率 μ_s の測定値を図 8 に示す。表面磁界 H_s はその波形が正弦波状であると仮定され、そのピーク値 H_p の $1/\sqrt{2}$ 倍、すなわち、 $H_s = H_p/\sqrt{2}$ として示されている。以後、磁界はこのような実効値により示される。

(a) 平行磁束加熱方式

(b) 垂直磁束加熱方式

(c) 斜め磁束加熱方式

図 10 アルミニウム板の表面磁界

Fig. 10. The magnetic field on the surface of an aluminum plate.

導体板に与えられる電力密度を測定した際の加熱コイルに流れる高周波電流 I_c の周波数 f は 30 kHz である。磁界が強くなるとスチール板の透磁率の非線形性のために磁界がひずみスチール板の表面磁界の測定値の処理が難しくなるので、電流 I_c の大きさは磁界のひずみが少ない範囲とした。なお、アルミニウム板の場合の加熱コイルの電流はスチール板の場合と同じにした。

導体内磁束測定法による電力密度の測定値は数値解析の結果とほとんど一致しているが、表面磁束測定法による場合には大きく異なるものがある。それは扁平さぐりコイルが厚いために導体板の表面磁界が正確に測定できないためである。図 9、図 10 に導体板の表面磁界の測定結果および解析結果⁽²⁾を示す。これらの図より、測定結果は表面からの距離 g が 0.4 mm の位置の接線方向磁界の計算値に一致することがわかる。

導体内磁束測定法による表面磁界は図 8 (a) に示される加熱コイルは導体板に対して対称であるので平行磁束方式では $(H_s)_{1,1} = (H_s)_{2,2}$ 、垂直磁束方式では $(H_s)_{1,1} = -(H_s)_{2,2}$ であるので、それぞれ (15)、(16) 式

より算出された。斜め磁束方式では二つのさぐりコイルの位相差をも測定しなければならずそれは省略された。

図9, 図10より磁界が導体板の表面の近傍で急激に変化する場合には, 表面磁束測定法では電力分布は正確に求められないことがわかる。

導体内磁束測定法では, 周波数が高くなると(13), (14)式で与えられる磁束の時間微分に比例するさぐりコイルの出力は周波数 f の平方根 $\sqrt{f}$ に比例し, リード線の誘導電圧は f に比例するので, 周波数が高くなるに従い正確な測定値は得られなくなる恐れはある。

4. 磁気テープによる導体表面磁界の測定

通常の高周波誘導加熱では, 浸透の深さに比べて十分に厚い導体板や塊状の導体を加熱する場合が多い。

浸透の深さ以上の導体内部では電磁界はほとんど零であるので, (6)式において $\gamma d = \infty$ とし, (7), (8)式において $(\dot{H}_t)_{s1} = 0$ とすることにより, 導体与えられる電力密度は

$$P = \frac{\gamma}{\sigma} |(\dot{H}_t)_{s2}|^2 \dots\dots\dots (24)$$

となり, 導体与えられる電力密度 P は表面磁界の大きさ $|(\dot{H}_t)_{s2}|$ を測定することにより求められる。

ここでは広い面の表面磁界を一度に測定できる磁気テープによる導体の表面磁界の接線成分の測定法(以後, 磁気テープ法と呼ぶ。)について述べる。

〈4・1〉高周波磁界の磁気テープへの記録法 磁気テープの残留磁束密度は磁気テープを磁化する磁界が低い場合にはかなり小さいが, 磁界が磁気テープの抗磁力に相当する磁界に近づくに従い残留磁束密度は急に大きくなり, やがて飽和する⁽⁸⁾⁽⁹⁾。磁気テープの抗磁力に相当する程度の直流バイアス磁界に高周波磁界を重ねた磁界により磁気テープを磁化することにより高周波磁界は測定できる⁽⁸⁾。この際の磁気テープの残留磁束密度は直流バイアス磁界と高周波磁界との和のピーク値に相当する値によって定まる。

図11に示されるように磁気テープの磁性層をバイアス磁界発生コイル(以後, バイアスコイルと呼ぶ。)に対面させ, それらを導体板の表面に押圧した状態で図7に示される高周波磁界発生コイル(以後, 高周波コイルと呼ぶ。)の中央にバイアスコイルが位置するように挿入し, 図12に示されるバイアス電流供給装置(以後, バイアス電源と呼ぶ。)よりバイアスコイルに電流を供給する。

バイアス電源ではあらかじめ充電されたコンデンサ

図 11 バイアス磁界発生コイルの構造

Fig. 11. Configuration of a coil producing the bias magnetic field.

図 12 バイアス電流供給装置

Fig. 12. An electric circuit for supplying the bias current.

図 13 磁気テープに与えられる磁界

Fig. 13. The magnetic field for magnetizing a magnetic tape.

図 14 磁気テープの再生出力

Fig. 14. The reproduced output of a magnetic tape.

C の電荷を SCR スイッチによりインダクタンス L およびバイアスコイルを通して放電する。放電開始と同時に高周波コイルに高周波電流をバイアスコイルに流れる電流がピークに達するまで供給する(図13参照)。この際の磁界のピーク値に相当する残留磁束密度が磁気テープに記録される。

図 15 高周波磁界とテープレコーダ出力との関係
Fig. 15. The relation between the magnetic field and the reproduced output of a magnetic tape.

このようにして磁気テープに記録された高周波磁界を通常のオーディオ用テープレコーダにより再生するときのテープレコーダの出力電圧は図 14 に示されるごとくである。このときの磁気テープは通常のオーディオ用の Fe_3O_4 系のもので、再生時のテープ速度 v は 19 cm/s とした。

図 15 にバイアス電源のコンデンサの充電電圧を一定の条件下で高周波コイルの電流を変えたときの高周波磁界 H_t (周波数 $f=30\text{ kHz}$) とテープレコーダの出力 V_0 との関係が示されている。テープレコーダの出力 V_0 は図 14 に示される波形のピーク・ピーク値 V_0 を測定したものである。

バイアスコイルの電流のピーク値 I_b (図 13 における時刻 t_0 でのバイアスコイルの電流値) は導体板が存在しない場合およびアルミニウム板の場合には $I_b=10.4\text{ A}$ とし、スチール板の場合には $I_b=19.0\text{ A}$ とした。スチール板の場合の I_b の方が大きいのはスチール板に誘導する磁荷によりバイアスコイルで発生する磁界が弱められるためである。また、スチール板の場合に、高周波磁界の弱いとき曲線のこう配が緩く、

図 16 磁気テープ残留磁束密度の周波数特性
Fig. 16. The frequency characteristics of the remanent intensity of magnetization.

H_t が強くなるに従いこう配が急になる理由は高周波磁界 H_t が強くなるとスチール板が磁気飽和してくるためである。

バイアス電流源のコンデンサの充電電圧を図 15 の測定を行なった場合と同一の値とし、高周波磁界 H_t を $H_t=100\text{ Arms/cm}$ とし、高周波磁界の周波数を変化し、導体板が存在しない状態で磁気テープの残留磁束密度の周波数特性を求めた結果を図 16 に示す。テープレコーダの出力 V_0 の値が高周波磁界の周波数によって変化しないことから、残留磁束密度が磁界のピーク値のみによって決まることがわかる。

以上に述べられた磁気テープの磁化特性は高周波コイルにより生じる磁界が磁気テープ面に平行な場合のものであるが、磁気テープ面に垂直方向の磁界によっては磁気テープの残留磁束密度はほとんど影響されない⁽⁸⁾。

磁気テープに加えられるバイアス磁界は磁気テープの長手方向に向くように加えられる。バイアス磁界と高周波磁界との方向が異なる場合でも磁界のピーク値と磁気テープの長手方向の残留磁束密度との関係はバイアス磁界と高周波磁界との方向が一致している場合のものとはほとんど同じである⁽⁸⁾。

〈4・2〉 導体板表面磁界の測定結果 図 17 に示される形状のバイアスコイルを図 11 に示されるように磁気テープの磁性層に対面させ、それらをうず電流の流れる導体板上に押圧し、図 12 に示されるバイアス電源よりバイアスコイルに電流を供給し導体板の表面磁界を磁気テープに記録した。

バイアス磁界を図 15 の測定の場合と同様に設定し、代表的な高周波誘導加熱方式である図 4 (a) に示される平行磁束加熱方式および垂直磁束加熱方式によりスチール板およびアルミニウム板を加熱する場合のそれぞれの導体板の表面磁界 H_t の測定結果および解析結果⁽²⁾を図 18、図 19 に示す。この際の加熱コイルの電流 I_c は測定すべき導体板の表面磁界 H_t が図 15 に示される範囲に入るように設定し、その周波数 f は 30 kHz とした。

これらの結果のうち、垂直磁束加熱方式によりスチ

図 17 バイアスコイルの構造
Fig. 17. The structures of a bias coil.

図 18 スチール板の表面磁界

Fig. 18. The magnetic field on the surface of a steel plate.

図 19 アルミニウム板の表面磁界

Fig. 19. The magnetic field on the surface of an aluminum plate.

ール板を加熱する場合のスチール板の表面磁界の測定値と数値解析との結果には差がある。この原因については未検討であるが磁気テープの磁性層は薄い (12 μm) とはいえ強磁性体であるので、その影響は検討されなければならない。

5. まとめ

高周波誘導加熱時に被加熱導体板に与えられる電力密度は導体板の対面する表面の接線方向磁界の和および差の大きさを測定することにより求められる。

水平磁束加熱方式、垂直磁束加熱方式および斜め磁束加熱方式により導体板を誘導加熱する際の導体板の表面磁界を表面磁束測定法および導体内磁束測定法を用いて測定し、導体板に与えられる電力密度の分布を求めた。

表面磁束測定法によるものでは導体板の表面に接する部分の磁界が測定できないので、磁界が導体板の表面の近傍で急激に変化する場合には電力密度は正確に求められない。

導体内磁束測定法によるものではさぐりコイルを導体板の表面に密着するように巻き、導体板中を通る磁束のみを検出するようにすれば導体板の表面に接する部分の磁界が求められ、電力密度は正確に求められる。しかし、この方法では周波数が高くなるとさぐりコイルのリード線に誘導する電圧が大きくなり正確な測定ができなくなる恐れはある。特にアルミニウムなどの非磁性導体板では信号が小さく、正確な測定はできない。磁気テープ法によれば導体の表面に接した広い範囲の表面磁界が一度に測定でき、電流浸透の深さに比べ十分に厚い導体板や塊状の導体に与えられる電力密度分布が測定でき、特に周波数が高い場合に効果的であるが、磁界が弱い場合には適用できない。

最後に本研究にあたりご指導を賜りました東京都立大学教授の粟国安一博士に深謝するとともに本研究を勧められ、ごべんたつを賜りました東洋製缶グループ総合研究所所長の岸本 昭 博士に深謝いたします。

(昭和59年9月25日受付, 同60年3月25日再受付)

文 献

- (1) R. J. Lari & L. R. Turner: "Survey of Eddy Current Programs" *IEEE Trans. Magnetics* MAG-19, 6, 2474 (1983-11)
- (2) 石橋: 「境界要素法による高周波誘導加熱時のうず電流解析」電学論B, 104, 3, 149 (昭 59-3)
- (3) 石橋: 「境界要素法による誘導加熱時の非線形うず電流解析」電学論B, 104, 12, 801 (昭 59-12)
- (4) 斉藤・乾: 「変圧器タンクの磁束分布とうず電流損」電学論B, 96, 9, 465 (昭 51-9)
- (5) P. E. Burke & R. T. H. Alden: "Current Density Probes" *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.* PAS-88, 2, 181 (1969-2)
- (6) 乾・斉藤・佐藤・奥山: 「変圧器タンクの漏れ磁界と非磁性金属板シールドのうず電流」電学論B, 98, 11, 879 (昭 53-11)
- (7) 斉藤・乾: 「電界強度とうず電流による鋼板の損失評価」電学論B, 100, 701 (昭 55-12)
- (8) 石橋: 「磁気テープによる磁界および電流分布の測定法」昭 52 電気学会全大 No. 1540, 2079
- (9) E. D. Daniel & I. Levine: "Experimental and Theoretical Investigation of the Magnetic Properties of Iron Oxide Recording Tape" *J. Acoust. Soc. Amer.*, 32, 1, 1 (1960-1)