磁気異方性センサの出力電圧-励振周波数特性

Output Voltage-Excitation Frequency Characteristics of Magnetic Anisotropy Sensor

近藤和哉・脇若弘之*・長沢義明**・内山修一***・山田 一*

信州大学工学部大学院電気電子工学専攻, 長野市若里 500 (☎380)

*信州大学工学部電気電子工学科, 長野市若里 500 (☎380)

**トヨタ車体(株)製品技術開発室, 刈谷市一里山町金山 100 (☎448)

*** (株)小野測器第一商品事業部, 横浜市緑区白山 1-16-1 (☎226)

K. Kondo, H. Wakiwaka*, Y. Nagasawa**, S. Uchiyama*** and H. Yamada*

Graduate Course, Shinshu University, 500 Wakasato, Nagano 380

*Faculty of Engineering, Shinshu University, 500 Wakasato, Nagano 380

**Toyota Auto Body Co., Ltd., 100 Kanayama, Ichiriyama-cho, Kariya 448

***Ono Sokki Co., Ltd., 1-16-1 Hakusan, Yokohama 226

The magnetic anisotropy sensor (MAS) is a stress sensor that detects internal stresses induced by the inverse magnetostrictive effect. In this study, the sample is a cold rolled steel plate used for a car body. Because the penetration depth of flux is greater than the thickness of the sample, 0.75 [mm], the MAS detects the average of the internal stress distribution. Therefore, the output voltage is affected by the internal stress distribution. The flux density distribution in the sample caused by the skin effect is varied with the excitation frequency. This paper shows that the internal stress distribution can be estimated from the output voltage-excitation frequency characteristics.

Key words: magnetic anisotropy sensor, skin effect, penetration depth, internal stress distribution, cold rolled steel

1. ま え が き

磁気異方性センサ (Magnetic Anisotropy Sensor, 以下 MAS と略記) は, 強磁性体内の主応力差を非接触, 非破壊で測定できるセンサである。測定対象としている車体の外板は形状が複雑であることから表面と裏側で異なった応力となり, 厚さは 1 [mm] 以下である。表面応力は亀裂などの要因と考えられ, これを管理する必要がある。MAS は応力の測定深さが数 [mm] と車体外板の厚さに対して深く, 測定対象の厚さ全体にわたる内部応力分布の平均値を検出する。よって, 表面応力を測定するためには, 測定対象裏側の応力を含まない測定方法が必要となる。また, 内部応力分布そのものを測定できる方法も望まれている。本論文では, 冷間圧延鋼の薄板を対象に, 表面応力や内部応力の分布を測定することを目

的として, 以下の事柄について述べる。

- 1) 出力電圧-励振周波数特性
- 2) 測定対象内の磁束密度分布
- 3) 表面応力, 内部応力分布の推定

2. 出力電圧-励振周波数特性

MAS は強磁性体内の磁歪の逆効果により誘導された磁気異方性により, 主応力差を測定するセンサである。比透磁率 μ_r と応力 σ の関係を次式で仮定する¹⁾。

$$\mu_r = a\sigma + b \quad (1)$$

ここに, a : 材質, 磁界に依存する定数 [MPa^{-1}],

b : 応力を印加しない状態での比透磁率

Fig. 1 に MAS の構造を示した。MAS は励振と検出の 2 組のコアとコイルからなり, コイルは各々 1000 回巻である。励振コア 45% パーマロイ, 検出コアはケイ素鋼であり, 極間は 10 [mm] である。測定対象の磁化容易軸と励振コアのなす角度 θ が 45° のとき出力電圧は最大となる。磁化容易軸は, 式 (1) により主軸方向と一致する。よって, 主応力差と主軸の方向が測定できる。

Fig. 1 Basic construction of the MAS.

(a) For tensile stress

(b) For bending stress

Fig. 2 Method of measuring output voltage-principal stress difference characteristics.

試験片は、冷間圧延鋼 (SPCD) であり、厚さ h は 0.75 [mm] である。試験片の表面は Fe-Zn 合金 (3.2 [μm] 厚) でメッキされている。寸法は 300 [mm] × 100 [mm] の長方形であり、測定点は試験片の中央に設けた。試験片長手方向は圧延方向と直角である。

Fig. 2 に、引張応力および曲げ応力に対する出力電圧特性の測定ブロック線図を示した。引張応力は、疲労試験機を用い、曲げ応力は片持ち梁法を用いて、共に試験片長手方向に印加した。MAS の出力電圧は長手方向に対して測定した。出力電圧-励振周波数特性は、印加した応力を一定に保ち、周波数を変化させて測定した。

MAS の励振電流は、各周波数においてプローブを空气中に保持した状態で 10 [mA] 一定とした。測定点は印加応力を変えた際に、磁界 8 [kA/m]、時間 5 [s] で減衰脱磁を行なった²⁾。表面応力は歪みゲージで測定した。

曲げ応力に対する出力電圧は引張応力に対する出力電圧の約 50 [%] となる³⁾。この特性の違いは内部応力分布によるものと考えられる。

Fig. 3 に、測定した出力電圧-励振周波数特性を示した。同図 (a) は試験片に引張応力と曲げ応力をそれぞれ印加した場合の特性である。出力電圧は、曲げ応力 37 [MPa] に対して周波数 0.1~0.4 [kHz] の範囲で負の値を示した。この周波数域では磁束の浸透深さが 3~1.5 [mm] であり、試験片内部または裏側に表面応力と逆符

(a) Non-annealed sample

(b) Annealed sample applied bending stress

Fig. 3 Output voltage-excitation frequency characteristics (measured values, SPCD).

号の大きな応力が存在することを示している。引張応力の場合、出力電圧は周波数に対し単調に増加した。

同図 (b) に、焼鈍後の試験片に対する出力電圧-励振周波数特性を示した。印加応力 0 [MPa] の場合にも出力電圧が出ている、これは残留応力によるものである。本結果は、MAS が印加応力だけでなく残留応力も含めて検出することを示している。

3. 測定対象内の磁束密度分布

深さ方向で透磁率が一定で、厚さが無限の測定対象では、深さ方向の磁束密度分布は、表皮効果を考慮することにより次式で表される⁴⁾。

$$B(z) = B_0 e^{-z/\delta(f)} \quad [\text{T}] \quad (2)$$

ここに、 z : 測定対象内の深さ [mm]、

B_0 : 測定対象表面での磁束密度 [T]、

$$\delta(f) = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu_0 \mu_r(f)}} \times 10^3 \quad (3)$$

: 磁束の浸透深さ [mm]、

$\rho = 13.4 \times 10^{-8}$: 抵抗率 [$\Omega \cdot \text{m}$]、

f : 励振周波数 [Hz]、

$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$: 真空の透磁率 [H/m]、

$\mu_r(f)$: 比透磁率

Fig. 4 Flux density distribution in sample (calculated values, SPCC).

Fig. 5 Calculated values of flux density distribution used to estimate the internal stress distribution (SPCC).

測定対象内の磁束密度分布は、比透磁率と励振周波数で決まる。冷間圧延鋼 (SPCC) の比透磁率 (実測値) と磁束の浸透深さ (計算値) は周波数 0.2 [kHz] で $\mu_r=40.4$, $\delta=2.05$ [mm], 1 [kHz] で $\mu_r=36.4$, $\delta=0.97$ [mm] となった。この値と式 (2) から計算した磁束密度分布を Fig. 4 に示した。測定対象裏側での磁束密度は、表面磁束密度を 100 [%] とした場合、0.2 [kHz] で 77 [%], 1.0 [kHz] で 46 [%] であり、裏側まで磁束が浸透している。

4. 内部応力分布の推定

4.1 推定方法

MAS では測定対象内の主応力差が磁束密度分布で重み付けされて検出される。よって、異なる周波数での出力電圧を比較することにより、重み付けの違いから試験片の表面付近、内部、裏面付近の主応力差が算出できる。

出力電圧と磁束の関係は、磁束 Φ を振幅 Φ_0 の正弦波と仮定すると次式で表される。

$$V_0 = \beta N_d \frac{d\Phi}{dt} = \beta 2\pi f N_d \Phi_0 \quad [V] \quad (4)$$

ここに、 β : 信号処理装置の増幅率,

N_d : 検出コイルの巻数 [回]

主応力差の分布は試験片内の磁束 Φ_0 に影響するた

Table 1 Values used for calculation of the internal stress distribution

Item	Value
Thickness of sample h [mm]	0.75
Resistivity ρ [$\Omega \cdot m$]	13.4×10^{-8}
Permeability of vacuum μ_0 [H/m]	$4\pi \times 10^{-7}$
Relative permeability μ_r	40
Excitation frequency f_1 [kHz]	1.0
f_2 [kHz]	0.2

め、出力電圧は次式により Φ_0 と等価な Φ_m にし、以後演算を行った。

$$\Phi_m = V_0(f)/f \quad [Wb] \quad (5)$$

内部応力分布の計算に際して、以下の仮定をたてた。

- 1) 測定対象内の磁束密度分布は、式 (2) で表される。
- 2) 測定対象表面の磁束密度は、同一の励振電流 (起磁力) においては等しい。

Fig. 5 に、以上の仮定と Fig. 4 に示した二つの磁束密度分布から計算した、三つの磁束密度分布を示した。なお、各分布は計算方法が異なるため、試験片内の全磁束量が等しくなるように、計算結果を正規化した。出力電圧に対して同一の処理を行なうことにより、各分布で重み付けされた出力電圧に換算できる。以上の考え方により、以下の式を得た。

$$\Phi_0 = \frac{\Phi_v(f_1) - \Phi_v(f_2)}{\Phi_b(f_1) - \Phi_b(f_2)} \quad (6)$$

Φ_0 は本論文で正規化値とし、実際の測定対象内の磁束密度分布が式 (2) により表される場合に 1 となり、応力により透磁率が変化した場合は応力に比例して変化する。よって Φ_0 は、内部応力分布を定量的に評価できる値である。 $\Phi_v(f)$, $\Phi_b(f)$ は以下の式を用いて計算する。

分布① (表面応力の抽出):

$$\Phi_v(f) = \frac{\Phi_m(f)}{e^{-h/\delta(f)}} \quad (7)$$

$$\Phi_b(f) = \frac{\delta(f)(1 - e^{-h/\delta(f)})}{e^{-h/\delta(f)}} \quad (8)$$

分布② (内部応力の抽出):

$$\Phi_v(f) = \Phi_m(f) \frac{\delta(f)(1 - e^{-h/\delta(f)}) - he^{-h/\delta(f)}}{\delta(f)(1 - e^{-h/\delta(f)})^2} \quad (9)$$

$$\Phi_b(f) = \frac{\delta(f)(1 - e^{-h/\delta(f)}) - he^{-h/\delta(f)}}{(1 - e^{-h/\delta(f)})} \quad (10)$$

Fig. 6 Results of estimating the internal stress distribution (measured values, SPCD).

分布③ (裏面の応力の抽出):

$$\phi_v(f) = \phi_m(f) \quad (11)$$

$$\phi_b(f) = \delta(f) (1 - e^{-h/\delta(f)}) \quad (12)$$

計算に用いた数値は Table 1 に示した。

4.2 推定結果

Fig. 6 に以上の式と, Fig. 3 の出力電圧-励振周波数特性から求めた内部応力分布の推定結果を示した。

同図 (a) は曲げ応力と引張応力それぞれに対する推定結果を表面応力を 100 [%] として示した。曲げ応力では試験片の裏側 ($z=h$) で表面応力の -120 [%] となり, ほぼ値が等しく符号が異なった。この傾向は典型的な曲げ応力の分布である⁹⁾。一方, 引張応力に対しては, 裏側で表面応力の 55 [%] の応力となり, 試験片のほぼ全体に一樣な応力が加わっている結果が得られた。引張応力の場合, 理想的には深さ方向で均一な応力分布となるが, 表面と裏面での計算結果は完全な一致はしなかった。これは残留応力や, 薄板での実際の磁束密度分布が式 (2) と異なった分布であることが原因と考えられる。

同図 (b) に焼鈍後の試験片に対する内部応力の計算結

果を示した。横軸は, 残留応力 (印加応力 0 [MPa]) と応力を印加した場合とを定量的に比較するため, 式 (6) により求めた正規化値 ϕ_e を示した。同図 (a) と同様に, 曲げ応力では表面と裏側で符号の異なる応力が得られた。さらに残留応力に対する結果と比較したところ, この曲げ応力に対する計算結果は, 残留応力の値をバイアスとして含んだものとなった。

以上のことから, 本方法により内部応力分布の推定が MAS により可能と考えられる。

5. あとがき

本論文により明らかとなった事柄を以下に示した。

- 1) MAS により厚さ 0.75 [mm] の試験片に対して出力電圧-励振周波数特性を測定した結果, 曲げ応力に対して低い周波数で主軸が 90° 変化した。
- 2) 磁束の浸透深さは, 励振周波数 0.2~1 [kHz] において約 2~1 [mm] である。厚さ 0.75 [mm] の試験片においては, MAS は, 厚さ全体に分布する主応力差を磁束密度分布を重みとして平均し検出する。
- 3) 出力電圧-励振周波数特性から表面応力, 内部応力分布を推定する方法を提案した。引張応力と曲げ応力をそれぞれ印加した場合で推定結果は典型的な応力分布を示した。また試験片の各部位で, 印加応力と残留応力の和が内部応力分布として推定された。

謝 辞 本論文の作成に当たり卒研究生の中山達夫君の協力に感謝する。

文 献

- 1) 安福精一: 磁気異方性センサ, 磁気センサマニュアル, pp. 7~22, トリケップス社, 東京 (1981).
- 2) 脇若弘之, 他: 日本応用磁気学会誌, **14**, 387 (1990).
- 3) 脇若弘之, 他: 日本応用磁気学会誌, **16**, 369 (1992).
- 4) J. Lammeraner and M. Štafi: Eddy Currents, pp. 42~43, ILIFFE Books Ltd., London (1966).
- 5) 川口雄一: 材料力学, p. 38, 裳華房, 東京 (1965).

1992 年 11 月 18 日受理, 1993 年 2 月 2 日採録