垂直磁気ヘッドの三次元磁界解析モデル

Three Dimensional Analytical Head Field Model of a Perpendicular Recording Head

奥田和子

日本アイ・ビー・エム(株)東京基礎研究所, 東京都千代田区三番町 5-19 (●102)

K. Okuda

IBM Research, Tokyo Research Laboratory, 5-19, Sanbancho, Chiyoda-ku, Tokyo 102

We previously described a simple, analytical, 3 dimensional head field model for a perpendicular recording head with a soft magnetic underlayer. In that model, we assumed two magnetically charged planes to obtain the head field at the region close to the head surface and under the pole tip. For simplicity of calculation, the charge distribution was approximated by a step function. However, it was found that the field can be analytically obtained from the $a+1/(b-cx^2)$ type of charge distribution more accurately than from a step function approximation. In this paper, the derivation of the modified method is explained, and the head fields obtained by the modified model are compared with those of the previous model and large-scale experimental results. The modified model gives smoother head fields and better agreement with large-scale experimental results than the previous model.

1. はじめに

磁気記録による高密度達成に向けて, 年々ヘッドの狭トラック化が進んでいる. そのような状況では, ヘッドの有限なトラック幅を考慮した記録再生特性の解析が重要であり, そのためには, 今までのように無限大のトラック幅を仮定した二次元のヘッド磁界のモデルでは不十分で, 三次元のモデルを考える必要がある. リングヘッドに対しては, 1977年にLindholmが, ヘッドの重ね合わせの方法を用いて, 三次元のヘッド磁界の解析式を求めた¹⁾. 垂直磁気記録では, 岩崎らが単磁極ヘッドと媒体からなる拡大モデルを作成し, トラック幅方向の漏れ磁界の特性を調べた²⁾. その結果, 岩崎らは単磁極ヘッドのトラック幅方向の漏れ磁界の垂直成分は, リングヘッドの漏れ磁界の水平成分に比べ速く減衰することを見だし, 垂直磁気記録における高トラック密度の可能性を示唆した. 一方, 垂直磁気記録における三次元磁界解析モデルは, Luitjensらによる数値計算の手法を用いたものや³⁾, Mayergoytzらが求めた, 主磁極の厚さを零の極限にとった場合の磁界の解析式はあるものの⁴⁾,

一般の場合の簡単な解析式を求める試みはなされていなかった. そこで筆者らは, 重ね合わせの方法と磁荷分布法を用いて解析式を求め, 拡大モデルの実験値とよく一致することを示した⁵⁾. ここでは磁荷分布をステップ関数で近似したが, より現実に近いと思われる $a+1/(b-cx^2)$ 型の磁荷分布を仮定しても磁界の二重積分が可能であることがわかり, 拡大モデルの実験値とよりよく合うようにモデルを改良できたので, ここで報告する.

2. 解析モデルの導出

ここで考えている垂直磁気ヘッドは, Fig. 1 に示すような単磁極ヘッドと裏打ち層からなるヘッドである. T は主磁極の幅, W はトラック幅, S は主磁極の底面と裏打ち層の表面との間の距離を表す. このようなタイプのヘッドは, Fig. 2 の左側に示した主磁極とその鏡像からなる組合せと等価であるので⁶⁾, そのようなヘッドの磁界解析モデルを求めることにする. 三次元磁界解析モデルは二つの方法から成り立っていて, 各々の方法は異なる領域に適用される. 一つは重ね合わせの方法で, ヘッドの側面から約 S 以上離れた領域 (I) すなわち, $|X-T/2| > S, |Z-W/2| > S$ に適用する. この方法の導出については文献⁵⁾に詳しく述べたのでここでは省略するが, 磁界の垂直成分は次式で表される.

$$H(x, y, z) = H_L(y, x - T/2, -z) + H_L(-y, -x - T/2, -z) - H'_K(x, y, z) \quad (1)$$

Fig. 1 A perpendicular recording head of a single pole with underlayer.

H_L は Lindholm により導かれたリングヘッドの三次元磁界の水平成分¹⁾, H_k は文献⁶⁾に示したが, ここでも Appendix-1 に載せた. ヘッド側面に近い領域および主磁極とその鏡像の間の領域 (II) すなわち, $|X - T/2| < S$, $|Z - W/2| < S$ ではヘッドを Fig. 2 の右側に示したように反対符号の磁荷分布をもつ 2 枚の面で置き換え, それによる磁界の式を用いた. 1982 年に Szczech らは, 単磁極ヘッドと裏打ち層からなる垂直磁気ヘッドに対して二次元の磁界解析式を導出し, 作成した拡大モデルの実験値と比較した⁷⁾. その際, 主磁極底面のヘッド中央部における X 軸方向の磁界の垂直成分を測定し, $a + 1/(b - cx^2)$ 型であることを見いだしている. 面上の磁荷分布は面上のヘッド磁界の垂直成分に比例するので, ヘッド中央部における X 軸方向の磁荷分布は, やはり $a + 1/(b - cx^2)$ 型であると考えられる. したがって, $X=0$ で 1 に規格化したヘッド中央部 X 軸方向の磁荷分布は Szczech の求めた式を用い, 以下の式で与えられる.

$$\sigma = \left(\frac{C_4^2}{C_4^2 + C_2/C_3} \right) \left(1 + \frac{C_2/C_3}{C_4^2 - (x/T)^2} \right) \quad (2)$$

ここで, C_2, C_3, C_4 は, S/T に依存する定数で, 詳しくは文献⁷⁾を参照されたい. また, ヘッド中央部 Z 軸方向の磁荷分布に対しても, 同様な関数型を持つと考えられる. 文献⁶⁾ではこの分布関数をステップ関数で近似して計算し, 磁界の式を求めたが, 本報告では面全体の磁荷分布として, $X=0, Z=0$ で, 1 に規格化した以下のような式を仮定した.

$$\sigma = 1 + (0.7 + 0.375/S) \sqrt{\frac{T_s/W_s}{T_e/W_e}} \sigma_1\left(\frac{x}{T_e}\right) + \left(0.7 + \frac{0.375}{S}\right) \sqrt{\frac{T_s/W_s}{T_e/W_e}} \left(\frac{T_e}{W_e}\right)^2 \sigma_2\left(\frac{z}{W_e}\right) \quad (3)$$

ただし

$$\sigma_i\left(\frac{a}{\beta}\right) = \left(\frac{C_2/C_3}{C_4^2 + C_2/C_3} \right) \left(-1 + \frac{C_4^2}{C_4^2 - (a/\beta)^2} \right) \quad i=1, 2$$

Fig. 2 Single pole head with image and two magnetically charged planes.

$$T_e = 1.25 T \quad W_e = (1 + 0.25\sqrt{T/W})W$$

ここで, ヘッド側面における磁荷分布の存在の寄与は, 実効的な主磁極幅 T_e および実効的なトラック幅 W_e に取り込んだ. T_e, W_e は拡大モデル実験値とのフィッティングによって最適値を得た. (3) 式における第 2 項, 第 3 項はそれぞれ有限な主磁極幅およびトラック幅からくる磁荷分布の寄与で, ヘッド中央部 X 軸方向および Z 軸方向の磁荷分布の形を Fig. 3 に示す. σ_1 と σ_2 にかかわる係数は, Szczech らの拡大モデルからの補正部で, 拡大モデルのフィッティングにより求めた. ここで T_s, W_s は, Szczech らが作成した拡大モデルのヘッドの主磁極幅およびトラック幅で, $T_s = 14.3, W_s = 149$ である. 係数の中に取り入れた S による寄与は, やはりフィッティングによって求めた. C_2, C_3, C_4 の値は先に述べたように, 文献⁷⁾を参照されたい. 磁荷分布として (3) 式を仮定し, 磁界を求める二重積分を行った結果を Appendix-2 に示す. 以上のようにして, 全領域における磁界の式は領域 (I) では (1) 式を, また領域 (II) では Appendix-2 の式を適用し $|X - T/2| \sim S, |Z - W/2| \sim S$ 付近で接続することによって得られる.

3. 解析モデルと拡大モデル実験値との比較

三次元磁界解析モデルの評価を行うために, 解析モデルの結果を拡大モデルの実験値と比較した. この拡大モデルは主磁極と下地層からなる 5000 倍の垂直磁気ヘッドのモデルで, トラック幅は 50 mm, 主磁極の厚さは 2

Fig. 3 Charge distributions of magnetically charged planes.

Fig. 4 Comparison of analytical and experimental Y-component head fields in X direction for $T=4$ mm, $W=50$ mm, $S=1.5$ mm.

Fig. 5 Comparison of analytical and experimental Y-component head fields in X direction for $T=2$ mm, $W=50$ mm, $S=2.5$ mm.

mm, 4 mm, 10 mm, 15 mm である。下地層と 4 mm の主磁極は Ni-Fe からなり、2 mm, 10 mm, 15 mm の主磁極は Si-Fe からできている。この拡大モデルを使って、垂直磁気記録のスペーシング損失についても、報告されている⁹⁾。磁界の垂直成分は、厚さ 1 mm のホールプローブを用いて測定された。

Fig. 4, Fig. 5 は規格化した X 軸方向の磁界の垂直成分で Fig. 6, Fig. 7 は規格化した Z 軸方向の磁界の垂直成分である。実線は新しいモデルの結果で、破線は磁荷分布をステップ関数で近似した古いモデルの結果である。また、拡大モデルの値は点で示した。すべてのグラフにおいて、下地層の表面から 0.5 mm 離れたところでの磁界の比較を行った。Fig. 4 は $T=4$ mm の場合で、 $S=1.5$ mm である。古いモデルでは、二つの方法を接続した付近で不連続が見られたのに対し、新しいモデルで

Fig. 6 Comparison of analytical and experimental Y-component head fields in Z direction for $T=10$ mm, $W=50$ mm, $S=1.5$ mm.

Fig. 7 Comparison of analytical and experimental Y-component head fields in Z direction for $T=4$ mm, $W=50$ mm, $S=2.5$ mm.

は不連続がほとんど見られず滑かにつながっていることがわかる。また、実験値にもよく合っているといえる。Fig. 5 は $T=2$ mm, $S=2.5$ mm の結果で、この場合には古いモデルと新しいモデルの結果はほとんど変わらず、両方共、実験値とよく合っている。Fig. 6 は $T=10$ mm, $S=1.5$ mm の場合のトラック幅方向の漏れ磁界で、やはり古いモデルでは不連続な部分があったのに対し、新しいモデルでは滑か、かつ実験値とより良く合う結果を与えることがわかる。Fig. 7 は $T=4$ mm, $S=2.5$ mm におけるトラック幅方向の漏れ磁界である。いずれの場合も新しいモデルの方がより良く実験値と合っているといえる。異なる厚さの主磁極に対しても、同様な結果を得た。

このモデルは、記録媒体を含めない場合の磁界のモデルであるが、垂直磁気記録ではヘッドと媒体間の相互作用

用が強く、媒体のヘッド磁界への影響を考慮する必要がある。この点については、今後検討していきたいと考えている。

4. ま と め

単磁極と下地層からなる垂直磁気ヘッドの三次元磁界解析モデルの改良を試みた。ヘッドの側面に近い領域およびヘッド底面と下地層の間の領域における磁荷分布の方法で、磁荷分布をステップ関数で近似することなくより現実に近いと思われる $a+1/(b-cx^2)$ 型を用いても磁界の二重積分が可能であることがわかり、それによっても解析モデルを得た。また磁荷分布に対する S による寄与も磁荷分布の係数の中に取り入れた。そのようにして得られた解析モデルの結果を古い解析モデルの結果および拡大モデルの実験値と比較したところ、新しいモデルでは古いモデルで見られた磁界の不連続はほとんどなく滑らかな磁界が得られ、実験値にもよく合うことがわかった。

最後に、本研究を進めるに当たり、拡大モデルの実験値を測定し提供していただいた当研究所の末岡氏、有益な助言をしていただいた Dr. K. G. Ashar, Harvey Mudd 大学の Prof. J. Monson に感謝します。

Appendix-1

$$H'_K(x, y, z) = H_K(y, -z - W/2) + H_K(y, z - W/2) - H_0 \cdot \epsilon(y) \quad (A1)$$

ただし

$$H_K(x, y) = (H_0/\pi)(\tan^{-1}((x+S)/y) - \tan^{-1}((x-S)/y))$$

$$\epsilon(y) \equiv \begin{cases} 1 & |y| < S \\ 0 & |y| \geq S \end{cases}$$

Appendix-2

$$H_y = H^{(1)}(x, y - S, z) - H^{(1)}(x, y + S, z) \quad (A2)$$

ただし

$$\begin{aligned} H^{(1)}(x, y, z) = & (1 + (A_1 + A_2)B_1)(H_{T_e, W_e}(x, y, z) \\ & - H_{T_e, -W_e}(x, y, z) + H_{-T_e, W_e}(x, y, z) \\ & + H_{-T_e, -W_e}(x, y, z)) \\ & + (A_1 B_2 T_e / 2C_4)(F_{T_e, W_e}(x, y, z; \alpha_1, \beta_1) \\ & - F_{T_e, W_e}(x, y, z; \alpha_2, \beta_1) - F_{-T_e, W_e}(x, y, z; \alpha_1, \beta_1) \\ & + F_{-T_e, W_e}(x, y, z; \alpha_2, \beta_1) - F_{T_e, -W_e}(x, y, z; \alpha_1, \beta_2) \\ & + F_{T_e, -W_e}(x, y, z; \alpha_2, \beta_2) + F_{-T_e, -W_e}(x, y, z; \alpha_1, \beta_2) \\ & - F_{-T_e, -W_e}(x, y, z; \alpha_2, \beta_2)) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + (A_2 B_2 W_e / 2C_4)(F_{W_e, T_e}(z, y, x; \alpha_3, \beta_3) \\ & - F_{W_e, T_e}(z, y, x; \alpha_4, \beta_3) - F_{-W_e, T_e}(z, y, x; \alpha_3, \beta_3) \\ & + F_{-W_e, T_e}(z, y, x; \alpha_4, \beta_3) - F_{W_e, -T_e}(z, y, x; \alpha_3, \beta_4) \\ & + F_{W_e, -T_e}(z, y, x; \alpha_4, \beta_4) + F_{-W_e, -T_e}(z, y, x; \alpha_3, \beta_4) \\ & - F_{-W_e, -T_e}(z, y, x; \alpha_4, \beta_4)) \end{aligned}$$

$$H_{a,b}(X, Y, Z) =$$

$$\tan^{-1} \left(\frac{(X+a/2) \cdot (Z+b/2)}{Y \sqrt{(X+a/2)^2 + Y^2} + (Z+b/2)^2} \right)$$

$$F_{a,b}(X, Y, Z; \alpha, \beta) = \frac{Y(Z+b/2)}{(a^2 + Y^2)} \left(\frac{1}{\sqrt{a^2 + \beta}} \right.$$

$$\times \log |(-2a(X+a/2+a) + 2(a^2 + \beta) - \sqrt{(a^2 + \beta)((X+a/2)^2 + \beta)}) / (X+a/2+a)|$$

$$\left. - \frac{1}{2\sqrt{\beta - Y^2}} \log \left| \frac{\sqrt{(X+a/2)^2 + \beta} - \sqrt{\beta - Y^2}}{\sqrt{(X+a/2)^2 + \beta} + \sqrt{\beta - Y^2}} \right| \right.$$

$$\left. + \frac{\alpha}{Y\sqrt{\beta - Y^2}} \right.$$

$$\times \tan^{-1} \left(\frac{X+a/2}{Y} \sqrt{\frac{\beta - Y^2}{(X+a/2)^2 + \beta}} \right)$$

$$A_1 = \left(0.7 + \frac{0.375}{S} \right) \sqrt{\frac{T_s/W_s}{T_e/W_e}},$$

$$A_2 = \left(0.7 + \frac{0.375}{S} \right) \sqrt{\frac{T_s/W_s}{T_e/W_e}} \left(\frac{T_e}{W_e} \right)^2$$

$$B_1 = - \left(\frac{C_2/C_3}{C_4^2 + C_2/C_3} \right), B_2 = \frac{C_2^2 C_2/C_3}{C_4^2 + C_2/C_3}$$

$$\alpha_1 = C_4 T_e - x, \alpha_2 = -(C_4 T_e + x),$$

$$\alpha_3 = C_4 W_e - z, \alpha_4 = -(C_4 W_e + z)$$

$$\beta_1 = y^2 + (z + W_e/2)^2, \beta_2 = y^2 + (z - W_e/2)^2$$

$$\beta_3 = y^2 + (x + T_e/2)^2, \beta_4 = y^2 + (x - T_e/2)^2$$

文 献

- 1) D. A. Lindholm: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-13**, 1460 (1977).
- 2) S. Iwasaki, Y. Nakamura, S. Yamamoto and K. Yamakawa: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-19**, 1713 (1983).
- 3) S. B. Luitjens and A. Van Herk: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-18**, 1804 (1982).
- 4) I. D. Mayergoyz and D. S. Bloomberg: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-22**, 163 (1986).
- 5) K. Okuda, K. Sueoka and K. G. Ashar: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-24**, 2479 (1988).
- 6) 佐竹 清, 早川 穆典, 法橋滋郎, 島村敏規: 電子通信学会技術研究報告, MR77-26, 33 (1977).
- 7) T. J. Szczec, M. Steinback and M. Jodeit: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-18**, 229 (1982).
- 8) 末岡邦昭, K. G. Ashar: 日本応用磁気学会誌, **12**, 155 (1988).

1988年11月21日受理, 1989年2月10日採録