# 垂直磁気記録における磁化反転幅, NLTS の解析モデル

Analytic Perpendicular-Recording Model for Transition Parameter and NLTS

中本一広・H. N. Bertram\*

(株)日立製作所・中央研究所,神奈川県小田原市国府津 2880(〒256-8510)

\*Center for Magnetic Recording Research, Univ. of California, San Diego, 9500 Gilman Drive, La Jolla, CA 92093-0401, U.S.A.

## Kazuhiro Nakamoto and H. Neal Bertram\*

Central Research Lab., Hitachi, Ltd., 2880 Kozu, Odawara, Kanagawa 256-8510, JAPAN \*Center for Magnetic Recording Research, Univ. of California, San Diego, 9500 Gilman Drive, La Jolla, CA 92093-0401, U.S.A.

A new analytic perpendicular-recording model for the transition parameter and nonlinear transition shift (NLTS) has been developed. In this model, the Schwartz-Christoffel transformation is used to calculate the demagnetizing field in the medium, combining the effects of the single-pole writer and the soft underlayer. The Westmijze field turned sideways is used to calculate the head field. Both the head field and the demagnetizing field are averaged over the thickness of the recording medium. The Williams-Comstock approach is utilized to determine the transition parameter. Track-edge effects are not included. S/N dependence on the density and the transition width of the isolated pulse  $(T_{50})$  that are calculated from our model agree well with published data. When the write pole image is considered, the calculated NLTS decreases (e.g. from 15% to 10%), but the transition parameter does not change significantly.

Key words: magnetic recording, perpendicular recording, recording model, transition parameter, nonlinear transition shift

## 1. はじめに

垂直磁気記録は,熱揺らぎ耐性に優れているため,次世 代 100 Gb/in<sup>2</sup> 級ドライブを実現するための有力な候補で ある.軟磁性下地膜(SUL: goft underlayer)を持つ垂直記録 では,媒体厚さを従来の長手媒体よりも厚くできるため, 長手記録に比べて記録密度限界を 4-5 倍高くできるとい う可能性が示されている<sup>1)</sup>.また記録密度 60 Gb/in<sup>2</sup> を超 えたデモンストレーションもなされ<sup>2)</sup>,現在実用化に向け てさらなる研究が進められている.

垂直記録の可能性を議論する、もしくはドライブを実用 化するにあたって、基本的な記録特性である、磁化反転パ ラメータ a や非線形ビットシフト(NLTS: <u>nonlinear tran</u>sition <u>shift)を予測することは重要である</u>.これまでこれら を高精度に予測するためには、主に有限要素法による数値 解析が用いられてきた.解析的には、粗い近似ではあるが、 単磁極記録ヘッドが持つ記録時の鏡像効果を無視すること で(SUL の鏡像効果のみを考慮することで)、これらを求め ることもできる.

解析的手法の大きな魅力は、純粋な数値計算にはない圧 倒的な利便性にある.そこで我々は高精度な解析手法とし て、Schwarz-Christoffel 変換を用い、記録ヘッドおよび SUL の鏡像効果を合わせて解く方法を提案する.次の第2 章ではモデルの概要を示す.第3章では、まずモデルのチ ェックとして一様に磁化された媒体を仮定し、媒体内磁界 (反磁界)の値をよく知られた解析解と比較する.次に一例 として,既報告<sup>2)</sup>の場合を取り上げ,磁化反転パラメータ, NITS の線記録密度依存性を計算する.また比較として、 記録ヘッドの鏡像効果を無視した簡易モデルによる結果も 併せて示し、記録ヘッドによる鏡像効果の影響を考察する.

#### 2. モデル

Fig.1にヘッド,媒体の概略を示す.座標の原点は,SUL 上の記録ヘッド後縁とした.媒体の進行方向は右側である. 簡単のため、トラック幅無限大の2次元問題として扱う. よってトラックエッジ効果は含まれない.また、記録ヘッ ド,SULとも透磁率無限大と仮定した.記録時に透磁率が 100程度あれば、この近似は少ない誤差で成立すると考え られる.さらに、記録ヘッドのリターンポールがSULに対 向する面積を無限大とし、この部分での磁路抵抗を無視し



Fig. 1 Head-medium geometry for perpendicular recording.



(b) Z plane

Fig. 2 Schwarz-Christoffel transformation for perpendicular recording: (a) original z plane, (b) transformed Z plane.

た.

媒体の垂直方向(y 方向)残留磁化,飽和磁化,保磁力を, それぞれ  $M_r$ ,  $M_s$ ,  $H_c$ とする.媒体は,磁化曲線(M-H  $\nu$ - $\tau$ )の角型比  $S = M_r/M_s$ が1であること、膜厚方向に磁化  $M_y$ は一様であることを仮定した.また  $4\pi M_r/H_c$ が小さく,よ って反磁界程度の低磁界(最大で- $4\pi M_r$ )では  $M_s(x)$ は変化 しない(磁界がゼロ近傍での帯磁率はゼロ),すなわち  $M_r$ に 凍結されていることを仮定した.さらに,媒体粒子間の交 換結合は,高記録密度での媒体ノイズを小さく保つためあ まり大きくなく,M-H  $\nu$ - $\tau$ を反磁界( $4\pi M(H)$ )補正した 後にループ形状がオーバーハングしないことを仮定した.

## 2.1 記録過程における媒体反磁界

記録の際, ヘッド磁極, SUL の磁位をそれぞれ $\Phi_h$ ,  $\Phi_{SUL}$ とする. これらは外部にヘッド磁界  $H_h(x, y)$ を発生させている. ここに凍結された媒体磁化  $M_y(x)$ を持ってくると, そのときの磁界は, 媒体がない時のヘッド磁界と,  $M_y(x)$ が存在し $\Phi_h=\Phi_{SUL}=0$ としたときの媒体磁界との重ねあわせである. よって媒体内反磁界  $H_d(x, y)$ を考える場合,  $\Phi_h=\Phi_{SUL}=0$ の場で考える. このとき,以下(Fig. 2)に示す写像の手法を適用することができる.

まず反磁界計算における全体の流れを示す. 1) コーナ ーを持った記録ヘッド, SUL の共存する座標系(x, y)平面で



Fig. 3 Schematic for demagnetizing field calculation: Z plane with charges on L1' and L2', and image charges on L1" and L2".

は磁界計算が困難なので(Fig. 2(a)),単純な座標系である(X, り平面(Fig. 2(b))へ写像する.2)写像平面において,実平 面での媒体磁化分布  $M_{x}(x)$ (すなわち磁荷分布 $\rho(x, y)$ )に対 応した写像磁荷分布 $\rho(X, Y)$ を計算する.3)写像平面にお いて,写像磁荷群の作る磁界( $H_{x}, H_{y}$ )を重ねあわせの理によ り計算する.4)実平面での磁界を求めるには,1)の変 換式に基づき,写像平面磁界( $H_{x}, H_{y}$ )を実平面磁界( $H_{x}, H_{y}$ ) に逆変換する.本論文では垂直記録を対象とするため,反 磁界は媒体内部位置(x, y)における  $H_{y}(x, y)$ である.

次に写像法について詳細を述べる. Fig. 2 にここで用いる Schwarz-Christoffel 変換を示す. (a)はオリジナルの z 平面(x, y)を, (b)は変換後の Z 平面(X, Y)を示す. この変換式は,次式で与えられる.

$$z = \frac{g_{\rm p}}{\pi} \left\{ 2\sqrt{Z+1} + \ln\left(\frac{\sqrt{Z+1}-1}{\sqrt{Z+1}+1}\right) \right\}$$
(1)

但し、z = x + iy, Z = X + iYで,  $g_P$ はヘッド・SUL 間の距離 である. z平面上の各点 A-E は、Z平面上の各点 A-E に変 換される. z平面上で $x = -\infty$ の点 C, D は、変換後の Z平 面では原点になるという条件で式(1)を導いた. また各点 A(0, $\infty$ ), B(0,  $g_P$ ), E( $\infty$ , 0)は, それぞれ点 A'(- $\infty$ , 0), B'(-1, 0), E'( $\infty$ , 0)に対応する. 媒体の上面および下面を示す直線 L1, L2 は、曲線 L1', L2'にそれぞれ変換される. 本変換 の利点は、複雑な多角形が単純な直線に変換されるので、 次に行う鏡像磁界の計算が極めて容易となることにある.

Fig. 3には、変換後のZ平面における Y>0の任意の点 P'(X, Y)での写像空間磁界( $H_X$ ,  $H_Y$ )の求め方を示す.まず z 平面に おいて, L1 上もしくは L2 上の任意の点 Q(x, y)にある磁荷  $\rho(x, y)$ を記録磁化パターン  $M_y(x)$ に応じて求める.次に点 Q を Z 平面に変換して点 Q'の座標(X, Y)を求め、点 Q'上に磁

日本応用磁気学会誌 Vol. 26, No. 2, 2002

荷 $\rho(X, Y)$ を配置する. このようにして, Z平面において媒体上面,下面に相当する曲線L1',L2'上に磁荷を配置する. 次に符号を反転させた鏡像磁荷を,境界 A'E'に対称な位置にある曲線L1",L2"上に配置する. Z平面において軟磁性体の外側にある任意の点 P'の磁界( $H_X, H_Y$ )は,これらの磁荷から発生する磁界の重ねあわせで表すことができる.実平面(z平面)における点 P での反磁界(膜厚に垂直な y 成分のみ扱う) $H_d'(x, y)$ は,写像平面(Z平面)における点 P'での磁界( $H_X, H_Y$ )を用いて,

$$H_d^{y}(x,y) = -\left(\frac{\partial \Phi(x,y)}{\partial y}\right) = -\left(H_X \frac{\partial X}{\partial y} + H_Y \frac{\partial Y}{\partial y}\right) \quad (2)$$

と表すことができる.  $\Phi(x, y)$ は点 P の磁位であり,これは 点 P'での磁位 $\Phi(X, Y)$ に等しいからである.

以上から,媒体内の任意の点における反磁界を求めることができる.なお,式(1)は Z から z への変換式であり, z から Z へ逆変換を解析的に求めることは容易でない.我々は Newton 法を用いて逆変換の解を求めた.

2.2 ヘッド磁界

ヘッド磁界は、写像法により求めたリングヘッドの厳密
 解である Westmijze の解析<sup>3)</sup>に基づき、これを SUL 付きの
 の垂直記録に適合させるため横転させた<sup>4)</sup>. 横転
 Westmijze 磁界の式を以下に示す.

$z = \frac{2i}{\pi} \left\{ \frac{1}{h} + \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1-h}{1+h} \right) \right\}$		(3)
--	--	-----

但し、 $z = (y + ix)/g_p$ ,  $h = (H_h^y + iH_h^x)/H_0$ である.  $H_0$ はヘッド 磁極と SUL ではさまれ,かつ磁極端部から十分奥に入った 領域の磁界(ディープギャップ磁界)である. また  $H_h^x$ ,  $H_h^y$ はそれぞれ, ヘッド磁界のx成分, y成分である. Fig. 4 に は,  $y/g_p = 0.43$  とした場合の (a) ヘッド磁界強度および (b) ヘッド磁界勾配の分布を示す.  $y/g_p = 0.43$  は, ヘッド-媒体間距離 d = 10 nm, 媒体膜厚  $\delta = 20$  nm, 媒体-SUL 間 距離 s = 5 nm とした場合の, 媒体中央部に相当する. 同図 には比較のため,近似解である横転 Karlqvist 磁界分布も 示す. 記録磁極端から遠いところに両者の差はないが,磁 極端付近(x~0),およびギャップ内部(x<0)では違いが生じる. 特に微分値である磁界勾配には大きな差がある. 垂直記録 の場合, ディープギャップ磁界次第では記録磁極付近,も しくはギャップ内部で記録されることも想定されるので, 我々は厳密解である横転 Westmijze 磁界を使うこととした.

図から最大のヘッド磁界勾配は、記録磁極に極めて近い  $x/g_p = 0.2$ 付近にあり、磁界勾配はそれよりも内側では急激 に、また外側では緩やかに低下することがわかる.また最 大の磁界勾配( $dH_h^y/dx$ )<sub>max</sub>は、およそ次式で与えられる.

$$\left(dH_{\rm h}^{\rm y}/dx\right)_{\rm max} \approx H_0/(2g_{\rm p}) \tag{4}$$

式(3), (4)を解くためには、ディープギャップ磁界が与え られなければならない.ここでは簡単のため、記録ヘッド



Fig. 4 Head field distribution for  $y/g_p$  of 0.43: (a) field amplitude, (b) field gradient.



Fig. 5 Geometry for deep-gap field calculation.

のポール長はトラック幅に比べて十分に大きいと仮定し, 2次元モデルを用いる. 透磁率の高い SUL が存在するため, Fig. 5 に示すように,その内部に記録磁極の鏡像を配置す る.よってディープギャップ磁界は,記録磁極表面に現れ る磁荷密度ρbを用いて,

$$H_{0} = 4\pi\rho_{h} \cdot \frac{\theta_{1} + \theta_{2}}{2\pi}$$
  
=  $4\rho_{h} \left\{ \tan^{-1} \left( \frac{T_{w}/2}{y_{0}} \right) + \tan^{-1} \left( \frac{T_{w}/2}{2g_{p} - y_{0}} \right) \right\}$  (5)

と表すことができる.ここで, $T_w$ は記録ヘッドのトラック 幅, $y_0$ はヘッドから媒体中央までの距離である.記録磁極 表面の磁荷密度 $\rho_h$ は,記録ヘッドの飽和磁化 $M_s^h$ 以下で任 意の値を取りうるが,ここでは深い飽和の直前という意味 で,飽和磁化の90%を仮定した( $\rho_h=0.9M_s^h$ ).

2.3 磁化反転パラメータ、反転中心

媒体の孤立反転磁化を以下の式で仮定した.

$$M_{y}(x) = M_{r} \cdot \tanh\left(\frac{2}{\pi a}(x - x_{c})\right)$$
(6)

a は磁化反転パラメータ,  $x_c$  は磁化反転中心位置である. また記録密度や記録信号パターンに応じて, 媒体磁化は式 (6)の重ねあわせで与えた.ここで a は, Williams-Comstock のモデル<sup>5)</sup> に基づき,  $x_c$ において次式を満足するように計 算した.

$$\frac{dM_y}{dx} = \frac{dM_y}{dH_y} \left( \frac{dH_h^y}{dx} + \frac{dH_d^y}{dx} \right)$$
(7)

 $M_y$ は媒体に記録される磁化,  $H_y$ は媒体に印加される磁界,  $H_h^y$ はヘッド磁界,  $H_d^y$ は媒体反磁界のそれぞれy成分であ る.ここでは垂直記録を扱うので,いずれもy成分のみを 扱う.媒体の反磁界は,注目している磁化反転による磁界 だけではなく,記録密度や記録信号パターンに応じてこれ までに書かれたビットからの寄与,および記録ヘッドと SULの作る鏡像磁界も含む.媒体反磁界のダブルカウント を避けるため,式(6)における記録時保磁力付近での媒体 M-Hループの勾配  $dM_J dH_y$ は,反磁界( $4\pi M_y(H)$ )補正を施 した後の値を使う.交換結合が強く補正後のM-Hループが オーバーハングする場合, $dM_J dH_y$ は無限大で近似する.記 録時保磁力は,VSM 等で測定される静的保磁力とは異なり, 時間(動的)効果を含む.

磁化反転中心位置は、媒体の記録時保磁力がヘッド磁界 と媒体反磁界の和に等しくなる位置とした.磁化反転パラ メータと磁化反転中心の終値を求めるため、式(7)がセルフ コンシステントとなるように、繰り返し計算した.

#### 3. 結果と考察

### 3.1 反磁界

まずモデルのチェックとして,正方向に直流磁化された 媒体を仮定し,反磁界の値を単純な解析解と比較する.本 節では,ヘッド・媒体間距離 d = 10 nm,媒体膜厚  $\delta = 20$  nm, 媒体-SUL 間距離 s = 5 nm とした. Fig. 6 には,本モデル によって求めた,媒体中央面における反磁界の媒体進行方 向(x 方向)の分布を示す.本文中これ以降,反磁界  $H_d$  は媒



Fig. 6 Demagnetizing field as a function of down track position for a dc-magnetized medium with d = 10 nm,  $\delta = 20$  nm, and s = 5 nm.



Fig. 7 Schematic of the magnetic circuit for demagnetizing-field calculation.

体の  $4\pi M_r$ によって, 媒体進行方向位置 x はヘッド-SUL 間距離  $g_p$ によって, それぞれ規格化して示す. 反磁界の値 は, ギャップ内部では-0.429 の一定値を取り, ギャップ の外側では長い尾を引きながら-1.0 に収束した. このよう にギャップ内部では, ヘッドと SUL の鏡像効果によって反 磁界の大きさは減少する<sup>6)</sup>.

上記結果をチェックするため,透磁率無限大で無限に広 がる記録ヘッドおよび SUL にはさまれた直流磁化媒体を 考える. Fig. 7 に概略を示す.直流磁化された媒体を仮 定した場合,媒体厚み方向に反磁界は一様となる.媒体の 反磁界を H<sub>d</sub>,残留磁化を M<sub>r</sub>とし,空気の部分の磁界を H<sub>g</sub>と する.記録ヘッド,SUL 共に透磁率無限大であるので,磁 気回路としてこれら 2 つは短絡されていると考えることが でき,内部磁界はゼロとなる.この磁気回路 1 周における Ampère の法則から,

 $\oint H \cdot dl = H_g(d+s) + H_d \delta = 0$  (8) が成立し、さらに磁束の連続性(div B = 0)から次式が成立する.

日本応用磁気学会誌 Vol. 26, No. 2, 2002



Fig. 8 Comparison of demagnetizing field distributions with and without averaging over the medium thickness, where the transition center  $x_c/g_p$  is 0.5.

 $H_{\rm g} = 4\pi M_r + H_{\rm d} \tag{9}$ 

これら2つの式から,直ちに次式が導かれる.  

$$\frac{H_{\rm d}}{4\pi M_{\rm r}} = -\frac{d+s}{d+\delta+s}$$
(10)

式(10)にそれぞれの値を代入すると,反磁界は-0.429 となる. また式(10)において *d* = ∞とすることで, ヘッドがない場合(Fig. 6 で*x* = ∞の場合)の反磁界が-1.0 であることが分かる. 我々のモデルから得た値は上記解析結果とよく一致し, よってモデルの妥当性が確認できた.

次に,媒体に孤立磁化反転がある場合の反磁界を考える. 磁化反転がある場合は,一般的に媒体厚み方向に反磁界は 非一様である.Fig.8には,反磁界を媒体厚み方向に平均 した場合と,媒体中央面での値を比較して示す.ここでは, 磁化反転中心  $x_{olg} \ge 0.5$ ,磁化反転パラメータ  $a \ge 2.5$  nm  $(a/g_p = 0.07)$ とし,前記写像法を用いて計算した.媒体に 記録された磁化は,反転中心より左側で負,右側で正とし た.図から,磁化反転中心付近で両者に差が生じ,磁化反 転パラメータを決定する際に重要な反磁界勾配に差が生じ ることが分かる.媒体中央面での値を使った場合,反磁界 勾配を実際よりも小さく見積もってしまう.よって我々は, 膜厚方向に平均した反磁界を用いることとした.

Fig. 9には、磁化反転中心  $x_o/g_p$ を-2.0 から 2.0 まで移動させた場合の、反磁界分布を示す。磁化反転パラメータ aは先と同様の 2.5 nm である.反転中心を移動させた場合、 鏡像効果が変化するため、反磁界の分布は大きく異なるこ とが確認できた。反転中心がギャップ内の場合、反磁界は 反転中心の前後で+0.429 から-0.429 へと変化し、ギャッ プの外側で長い尾を引きながら-1.0 に向かうという、双肩 形状をしている。一方反転中心がギャップの外の場合、反 磁界はギャップ内で+0.429 の一定値を取り、ギャップの外 側でいったん増加した後、反転中心付近で負側に変化し、



**Fig. 9** Demagnetizing field distributions for several transition positions  $x_c$ .



Fig. 10 Comparison of the demagnetizing field for the transition position  $x_c/g_p$  of 0.5.

長い尾を引きながら-1.0に向かうという分布である.

磁化反転が記録されるのは、通常ギャップの少し外側で あり, 次にこの場合について詳しく検討する. Fig. 10 には, 磁化反転中心 x<sub>o</sub>/g<sub>p</sub>を 0.5 とした場合の反磁界分布を示す. 比較のため、記録ヘッドの鏡像効果を無視した場合(SUL の鏡像効果のみを考慮した場合)の結果も併せて示した.こ れらの比較から、以下の2点の重要な違いが挙げられる. 1) ヘッドの鏡像効果を無視した場合,対称性から反転中 心での反磁界はゼロである.しかし,鏡像効果によって反 転中心での反磁界は負の値を取る.今,ヘッド磁界は負の 方向である(反転中心の左側の磁化は負と仮定した)ので, 反磁界(鏡像磁界)はこれをアシストする方向である.よっ て、反転中心は記録ヘッドからより遠ざかるように移動す る.2) ヘッドが存在することによって、記録磁極付近の 反磁界は小さくなっている. このため, 反転中心付近での 反磁界勾配 dH<sub>d</sub>'/dx は, ヘッドの鏡像効果を無視した場合に 比べて小さくなる.このように、記録ヘッドの鏡像効果に よって反磁界は大きく変化する.



Fig. 11 Dependence of transition parameter on linear density.

# 3.2 磁化反転パラメータ,非線形ビットシフト

本節では、一例として以下に挙げたパラメータに基づい て磁化反転パラメータ、非線形ビットシフト(NLTS)を計算 する. 媒体残留磁化  $M_r$ =210 emu/cm<sup>3</sup>、保磁力角型比  $S^*$ = 0.98、ヘッド飽和磁束密度  $B_s$ =18 kG、トラック幅  $T_w$ =250 nm、ヘッド・媒体間距離 d=20 nm、媒体膜厚  $\delta$ =20 nm、 媒体 SUL 間距離 s=20 nm である. このときヘッドのディ ープギャップ磁界は、式(5)より 12 kOe となる. 媒体の記 録時保磁力は次のようにして推定した. 報告<sup>2)</sup>より、線記 録密度 600 kFCI において S/N = 20 dB で、孤立再生パル ス転移幅  $T_{50}$ =47 nm ある. 簡単のためノイズは媒体ノイ ズのみとし、さらに媒体ノイズを磁化反転位置の揺らぎに よるジッターに起因すると仮定する. このとき S/N は次式 で近似できる<sup>7)</sup>.

$$\left(\frac{S_{N}}{N}\right)^{2} = \frac{0.324 \cdot T_{50} \cdot T_{w} \cdot B}{a^{2} \cdot s_{w}}$$
(11)

B はビット長, sw は磁化反転中心におけるトラック幅方向 の相関長である.相関長は媒体のグレインサイズ程度と考 え,10 nm と仮定した.上式から,600 kFCI における磁 化反転パラメータ a は 11 nm と見積もることができる.磁 化反転パラメータは媒体の記録時保磁力の関数であり,こ れから記録時保磁力を 7.0 kOe と推定した.

Fig. 11 には、磁化反転パラメータの線記録密度依存性を 示す.比較のため、記録ヘッドの鏡像効果を無視した場合 も併せて示した.磁化反転パラメータに関して、これら 2 つのモデルから得られた結果の間に大きな違いはなかった. 前節に示したように、記録ヘッドの鏡像効果によって反磁 界勾配 dHd'/dx は小さくなっているが、一方で磁化反転中心 はヘッドから遠ざかる.今磁化反転中心 x<sub>e</sub>/g<sub>p</sub>は 0.6 付近で あるため、Fig. 4 (b)から分かるように、ヘッドから遠ざか る(x が大きくなる)ほどヘッド磁界勾配 dH<sub>h</sub><sup>y</sup>/dx は小さくな る.これらヘッド磁界勾配と反磁界勾配が補償しあうこと



Fig. 12 Distribution of the head field gradient. The black dots indicate transition positions for given densities.



Fig. 13 Dependence of signal-to-noise ratio on linear density.

で,結果的に磁化反転パラメータに大きな変化が現れなか ったものと考えられる.

図に示すように、磁化反転パラメータは孤立反転の場合 15 nm で、記録密度を高くするにつれて単調に小さくなり、 1000 kFCI では 9 nm と孤立反転の場合に比べて 4 割も減 少した.この原因は、Fig. 12 に示すようにヘッド磁界勾配 の増加にある.記録密度を高くすると、直前(x<sub>c</sub><x<x<sub>c</sub>+B)に 記録されたビットが短くなり、第2隣接ビットが近づく. 直前のビットによる反磁界はヘッド磁界をアシストするが、 第2隣接ビットによる反磁界はヘッド磁界を妨げる。よっ て記録密度を高くするほど、ヘッド磁界を妨げる反磁界の 影響が大きくなり、図に示したように磁化反転中心(●で図 示)はより記録磁極端部に近づく.このため高いヘッド磁界 勾配を得ることができ、結果として小さな磁化反転パラメ ータを得る.

Fig. 13 には、上記磁化反転パラメータから計算した S/N の線記録密度依存性を示す.参考のため、磁化反転パラメ ータを 15 nm 一定とした場合の結果も併せて示した.磁化

日本応用磁気学会誌 Vol. 26, No. 2, 2002



Fig. 14 Comparison of the nonlinear transition shifts with and without write pole imaging.

反転パラメータが一定の場合,S/N は記録密度とともに単 調に減少した.しかしながら,Fig.11の結果を反映させた 場合,S/N は当初記録密度とともに減少するが,500 kFCI 以上の記録密度で約20 dBの一定値となった.この傾向は, 発表されたデータ<sup>2)</sup>とよく一致する.さらに,記録過程で 得られた媒体磁化分布が再生過程でも凍結されていると仮 定し,孤立反転における磁化反転パラメータを15 nm とし た場合,SUL 付き垂直記録に対応した相反定理<sup>7)</sup>を用いて 孤立再生パルス転移幅  $T_{50}$  = 42 nm が得られた.これも発 表値である 47 nm と 10%の誤差で一致し,我々のモデル の妥当性が確認できた.

Fig. 14 には、NLTS の線記録密度依存性を示す. 比較の ため、記録ヘッドの鏡像効果を無視した場合も併せて示し た. NLTS は、実際に記録されたダイビットの間隔とビッ ト長との差分を、ビット長で規格化して定義した. 先行ビ ット(第2隣接ビット)から発生する反磁界はヘッド磁界を 妨げる方向なので、長手記録の場合と異なり、記録される ダイビットの間隔は本来のビット長より長くなる. 図に示 したように、NLTS は記録密度を高くするとともに単調に 大きくなった. また、記録ヘッドの鏡像効果を考慮した場 合と無視した場合で,得られた値は大きく異なった.例えば 600 kFCI において,鏡像効果を無視した場合は 15%で あったが,考慮した場合は 10%と小さくなった.これは, 先行ビットの反磁界が記録ヘッドの鏡像効果によって小さ くなるからである.以上のように,記録ヘッドの鏡像効果 は,特に NLTS に大きく影響することが分かった.

#### 4. まとめ

軟磁性下地膜(SUL)を持つ垂直記録を対象として、磁化 反転パラメータや非線形ビットシフトを計算する新解析モ デルを提案した.本モデルは、Schwarz-Christoffel 変換 を用い、記録ヘッドおよび SUL の鏡像効果を合わせて解く 点に特徴がある.本モデルによって求めた磁化反転パラメ ータを基に S/N の線記録密度依存性、および孤立再生パル ス転移幅  $T_{50}$ を計算したところ、発表データとよい一致を 見た.記録ヘッドの鏡像効果は、磁化反転パラメータには 大きくは影響しないものの、非線形ビットシフトを小さく する(例えば 15%から 10%へ)という重要な効果がある.

前辞本研究の推進にあたり、有益なご討論をいただいた、カリフォルニア大学サンディエゴ校・磁気記録研究センタの Bogdan Valcu 氏に感謝いたします.

# 文 献

- 1) H. N. Bertram and M. Williams: *IEEE Trans. Magn.*, **36**, 4 (2000).
- H. Takano, et al.: Abstracts of 8th Joint MMM-Inermag Conference, CA-01 (2001).
- 3) W. K. Westmijze: Philips Res. Rep., Part II, 8, 161 (1953).
- 4) J. C. Mallinson and H. N. Bertram: *IEEE Trans. Magn.*, 20, 721 (1984).
- 5) M. L. Williams and R. L. Comstock: *AIP Conf. Proc. on MMM*, 5, 738 (1971).
- 6) J. Hokkyo, H. Hokkyo, H. Matsutera, K. Yamada, and T. Osaka: Digests of the 23<sup>rd</sup> Annual Conference on Magnetics in Japan, 5aB-1 (1999).
- 7) B. Valcu, T. Roscamp and H. N. Bertram: to be published in *IEEE Trans. Magn.*

2001年7月30日受理, 2001年11月29日採録