

デジタル磁気記録の孤立再生応答の解析

西川 正 明*

An Analysis of Isolated Readback Signal in Digital Magnetic Recording

Masaaki NISHIKAWA

Abstract

The existing theories dealing with the isolated readback signal of digital magnetic recording employ internal magnetization width as a basic parameter describing a written medium.

In this paper, another analysis of isolated readback process has been made by utilizing the surface flux density emerging from the surface of a recorded medium. The solution obtained not only has a simple form, but it makes easy to predict the readback properties in a practical sense.

1. まえがき

デジタル磁気記録における基本的な要求は、再生信号の分解能を高めて高密度化をはかることである。この再生信号の分解能は基本的には媒体に記録された個々の磁化反転に対する、いわゆる孤立再生応答の性質を評価することによって示されるが、その性質は、媒体中の磁化反転の性質と、再生条件を示すパラメータ、すなわち再生ヘッドのギャップ長とヘッド表面の媒体からの分離長に関係している。

この、デジタル記録における孤立再生応答の解析は、古くから数多く行われてきたが^{1)~6)}、一般に解析の基本パラメータとして媒体内部に生じている磁化反転関数を用いているため、その結果を具体的な設計に利用する場合に困難が生じる。というのは、媒体内部の磁化反転分布は直接これを実測することが出来ず、理論的に推定せざるを得ないからである。

ここでは、この点を考慮して、媒体の表面から実測できる表面磁束密度の分布関数を基本パラメータとする解析を行う。得られた式は従来の解析における一般式に比して極めて簡潔なものであり、また、従来の式で薄膜媒体に限って適用できる近似式と形式上一致することが示される。

2. 解 析

対象とする再生ヘッドは、ギャップ長 g 、トラック幅 W なるリング形誘導ヘッドで、その磁極面は媒体表面から d だけ分離し、相対速度 v で媒体面を走査するものとする。また、再生ヘッドの磁極長はここで問題とするパラメータの長さに比し十分に大きいとする。

Fig. 1 に解析のための座標系を示す。すなわち、再生ヘッドの位置は、媒体表面にとった原点 0 からはかったギャップ中心線の x 座標、 x_0 で定義する。原点 0 は媒体表面から外に出る磁束密度分布の尖頭点に対応する位置にとる。また $y=0$ の軸は媒体の表面にと

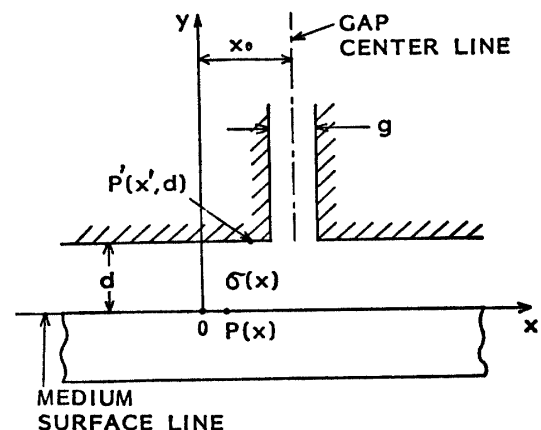


Fig. 1 Coordinate system for read signal analysis.

* 電気工学科

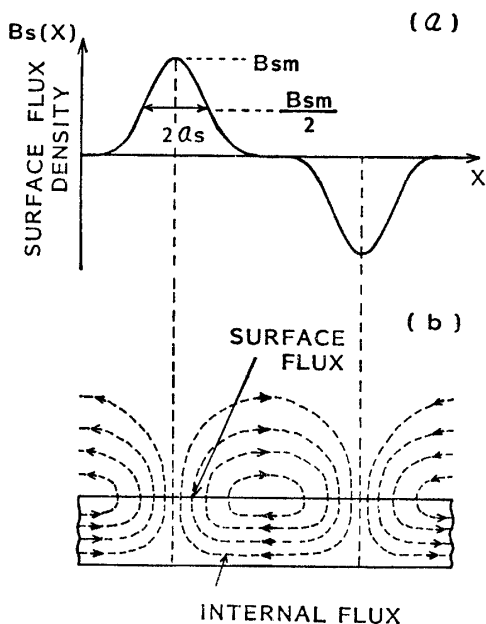


Fig. 2 Surface flux density emerging from a recorded medium.

る。

デジタル記録の記録過程において、媒体中には記録電流の反転に応じて Fig. 2(b) のような内部残留磁束が記録されており、媒体表面には内部磁束の変化点において図(a)のような表面磁束密度 $B_s(x)$ が分布する。 $B_s(x)$ の分布は内部磁束分布の形状によって異なるが、ここでは解析上の便宜から次のローレンツ対称関数でこれを近似する。

$$B_s(x) = B_{sm} \frac{a_s^2}{a_s^2 + x^2} \tag{1}$$

B_{sm} は $B_s(x)$ の振幅を、 a_s はその広がりを規定する定数で、 $B_s(x)$ の半値幅は $2a_s$ に等しい。 a_s を以下、磁束分布定数とよぶ。

ところで、リング形再生ヘッドの巻線端子に生じる再生信号瞬時値、 $e(x_0)$ は、ヘッド表面 $P'(x', d)$ に垂直に流入する磁束密度 $B_y(x', d)$ を知ることで、一般に次式で与えられる⁷⁾。

$$e(x_0) = k \frac{1}{g} \int_{x_0+g/2}^{x_0+g/2} B_y(x', d) dx \tag{2}$$

ただし、 $k = NvW\alpha \cdot 10^{-8}$

N : ヘッドの巻線数

α : ヘッドの磁路構造に関する磁束分流係数

従って、 $e(x_0)$ を求めることは上記の $B_s(x)$ 分布によりヘッド表面に生じる $B_y(x', d)$ 分布を知ることになる。この B_y 分布を求めるには、鏡像の理からまずヘッドを取り去った自由空間のもとで $P'(x', d)$ 点の磁界の垂直成分 $H_y(x', d)$ を計算する。(Fig. 3 参

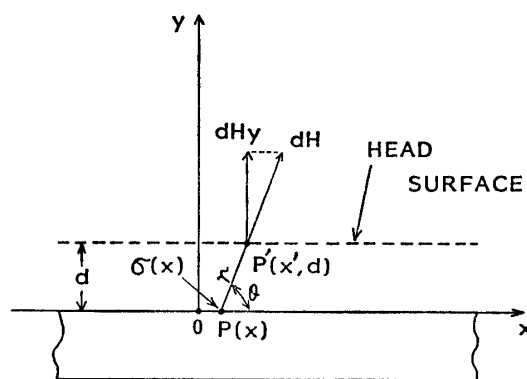


Fig. 3 Vertical field component at the head surface, resulted from a surface charge density $\sigma(x)$.

照) ヘッド存在時の $B_y(x', d)$ は、ヘッドのギャップを無視すればヘッドは透磁率 μ の半無限導磁体ブロックとみなされるから、鏡像の理によって $H_y(x', d)$ に $2\mu/(\mu+1)$ を掛けたものに等しい。 $H_y(x', d)$ は次のように求められる。

前述の $B_s(x)$ 分布は、見掛上、媒体表面に内接する層に $4\pi I_y = B_s(x)$ を満たす垂直磁化成分 $I_y(x)$ が分布している状態とみなすことができ、従ってこれは媒体表面に、

$$\sigma(x) = I_y(x) = B_s(x) / (4\pi) \tag{3}$$

なる表面磁荷密度が存在していることと等価である。記録はトラック幅方向には均一であるとすれば、この $\sigma(x)$ はトラック幅方向 (Fig. 3 で紙面に垂直方向) に伸びた線状磁荷エレメントを形成している。この線状磁荷エレメントにより $P'(x', d)$ 点に生じる微少磁界の垂直成分 $dH_y(x', d)$ は、トラック幅 W が十分に大きいとしてアンペアの周囲積分則から、自由空間においては直ちに、

$$dH_y(x', d) = \frac{2\sigma(x)\sin\theta}{r} = \frac{B_{sm}}{2\pi} \cdot \frac{a_s^2}{a_s^2 + x^2} \cdot \frac{d}{(x'-x)^2 + d^2} \tag{4}$$

で示される (記号 r, θ は Fig. 3 参照)。

全垂直磁界 $H_y(x', d)$ は式(4)を $-\infty < x < \infty$ の範囲で積分することにより次のように計算される。

$$H_y(x', d) = \frac{B_{sm}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{a_s^2}{a_s^2 + x^2} \cdot \frac{d}{(x'-x)^2 + d^2} dx \tag{5}$$

被積分関数を部分関数に分解してこの計算を実行する。

$$H_y(x', d) = \frac{B_{sm}}{2\pi} \cdot \frac{a_s^2 d}{(x'+d^2-a_s^2)^2 + 4x'^2 a_s^2}$$

$$\begin{aligned}
 & \times \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{2x'x + (x'^2 + d^2 - a_s^2)}{a_s^2 + x^2} \right. \\
 & \left. + \frac{2x'(x'-x) + (x'^2 - d^2 + a_s^2)}{(x'-x)^2 + d^2} \right\} dx \\
 & = \frac{B_{sm}}{2\pi} \cdot \frac{a_s^2 d}{\{(a_s+d)^2 + x'^2\} \{(d-a_s)^2 + x'^2\}} \\
 & \times \left[x' \ln(a_s^2 + x^2) + \frac{x'^2 + d^2 - a_s^2}{a_s} \tan^{-1} \frac{x}{a_s} \right. \\
 & \left. - x' \ln\{(x'-x)^2 + d^2\} - \frac{x'^2 - d^2 + a_s^2}{d} \right. \\
 & \left. \times \tan^{-1} \left(\frac{x'-x}{d} \right) \right] \\
 & = \frac{B_{sm} a_s}{2} \cdot \frac{(a_s+d) \{(d-a_s)^2 + x'^2\}}{\{(a_s+d)^2 + x'^2\} \{(d-a_s)^2 + x'^2\}} \\
 & = \frac{B_{sm}}{2} \cdot \frac{a_s}{a_s+d} \cdot \frac{(a_s+d)^2}{(a_s+d)^2 + x'^2} \quad (6)
 \end{aligned}$$

ヘッドを半無限導磁体ブロックとみなした場合、ヘッド面の $B_y(x'd)$ は従って、

$$B_y(x', d) = \left\{ \frac{\mu}{\mu+1} \cdot \frac{a_s}{a_s+d} \cdot B_{sm} \right\} \cdot \left\{ \frac{(a_s+d)^2}{(a_s+d)^2 + x'^2} \right\} \quad (7)$$

これを式(1)と対比してみると、媒体表面における表面磁束密度分布 $B_s(x)$ は、それから d だけへたったヘッド表面においては Fig. 4 に示すように広がり

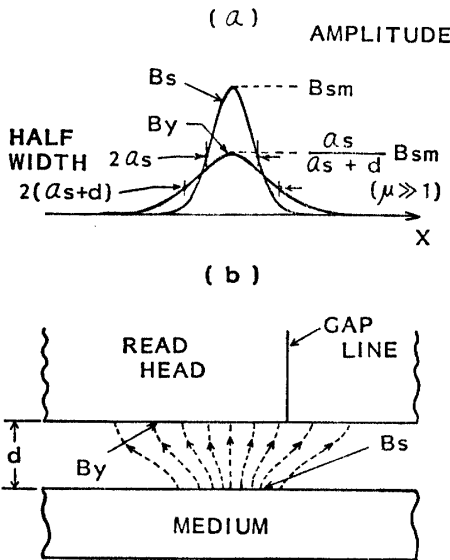


Fig. 4 Relation between B_s and B_y .

その振幅は、 $\mu \gg 1$ の場合、 $\{a_s/(a_s+d)\}$ 倍に減少し、半値幅は $2a_s$ から $2(a_s+d)$ に増加していることがわかる。なお、この B_y 分布には、計算過程で断わったように、有限なギャップ長 g の存在は無視されている。

再生信号瞬時値 $e(x_0)$ は式(7)を式(2)に代入して

容易に求められる。すなわち、

$$\begin{aligned}
 e(x_0) & = k \frac{\mu}{\mu+1} \cdot \frac{a_s}{(a_s+d)} \cdot B_{sm} \cdot \frac{1}{g} \\
 & \times \int_{x_0-g/2}^{x_0+g/2} \frac{(a_s+d)^2}{(a_s+d)^2 + x'^2} dx' \\
 & = k \frac{\mu}{\mu+1} \cdot B_{sm} \cdot \frac{a_s}{g} \\
 & \times \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{x_0+g/2}{a_s+d} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{x_0-g/2}{a_s+d} \right) \right\} \quad (8)
 \end{aligned}$$

この式は $x_0=0$ を軸とした軸対称関数で、その振幅 E は、

$$E = e(x_0=0) = k \frac{2\mu}{\mu+1} \cdot B_{sm} \cdot \frac{a_s}{g} \tan^{-1} \left(\frac{g/2}{a_s+d} \right) \quad (9)$$

$e(x_0)$ の波形は振幅を上式で規準化して

$$\frac{e(x_0)}{E} = \frac{\tan^{-1} \left(\frac{x_0+g/2}{a_s+d} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{x_0-g/2}{a_s+d} \right)}{2 \tan^{-1} \left(\frac{g/2}{a_s+d} \right)} \quad (10)$$

と表わされる。

再生信号の分解能、いいかえると鋭さは、便宜上、再生波の半値幅 W_{50} をとって評価することが多い。そこで式(10)を0.5としてこの W_{50} を求めると、

$$W_{50} = 2 \sqrt{(a_s+d)^2 + (g/2)^2} \quad (11)$$

式(9)及び(11)は次のようにも書ける。

$$E = \left[k \frac{\mu}{\mu+1} \cdot B_{sm} \right] \cdot \left[\frac{a_s}{a_s+d} \right] \cdot \left[\frac{\tan^{-1} \left(\frac{g/2}{a_s+d} \right)}{(g/2)/(a_s+d)} \right] \quad (12)$$

$$W_{50} = [2a_s] \cdot \left[\frac{a_s+d}{a_s} \right] \cdot \left[\sqrt{1 + \left(\frac{g/2}{a_s+d} \right)^2} \right] \quad (13)$$

式(12)、(13)の右辺第1項は $d \rightarrow 0, g \rightarrow 0$ なる理想再生系において示される E 及び W_{50} であり、これはそれぞれ媒体の表面磁束密度の振幅 B_{sm} 及びその半値幅 $2a_s$ によって定まっている。また、第2項は再生ヘッドの分離によって生じる損失項を意味し、この項は E と W_{50} について互いに逆数関係にある。第3項はヘッドのギャップ長 g による、いわゆるギャップ損失項を表わす。

ここで、特に再生ヘッドのギャップ長 g が十分に小さい場合の式を求めておこう。この場合、再生信号 $e(x_0)$ の一般式は、式(2)において $g \rightarrow 0$ とした極限值計算から、

$$\frac{e(x_0)}{g \rightarrow 0} = k B_y(x_0) \quad (14)$$

と示され、ヘッド面における B_y 分布そのものに相似である。 B_y はこの場合、(7)で表わされるから、

$$\frac{e(x_0)}{g \rightarrow 0} = \left\{ k \frac{\mu}{\mu+1} \cdot \frac{a_s}{a_s+d} \cdot B_{sm} \right\} \cdot \left\{ \frac{(a_s+d)^2}{(a_s+d)^2 + x^2} \right\}$$

(15)

となり、その波形は半値幅 $2(a_s+d)$ をもつローレンツ波形として示される。

Fig. 5 に式(10)で求めた孤立再生波形の計算例を示

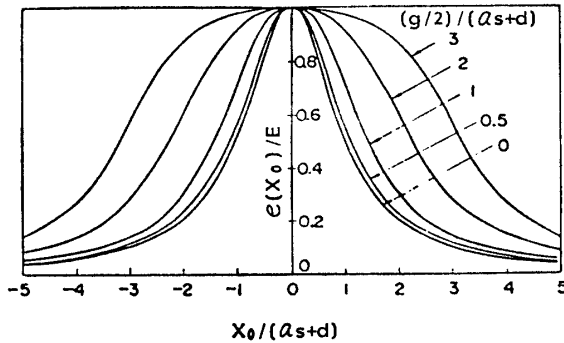


Fig. 5 Waveforms of isolated readback signals.

す。これらの波形のうち、 $(g/2)/(a_s+d)=0$ に対応する波形はもちろん、式(15)右辺第2項のローレンツ波形にほかならない。

3. 考 察

以上、媒体の表面磁束分布定数 a_s と再生ヘッドの分離長 d 及びギャップ長 g の3要素を基本パラメータとする孤立再生応答の解析を行い、式(8)を得た。この式を従来の論文に見られるものと比較し、また実用設計に対する有効性を考察しよう。

従来の解析では、媒体の被記録状態を記述する量として、ここで着目した表面磁束密度分布の代りに内部磁化分布を用いている。すなわち、デジタル記録の電流反転に対応して被記録媒体の磁性層内部に Fig. 6

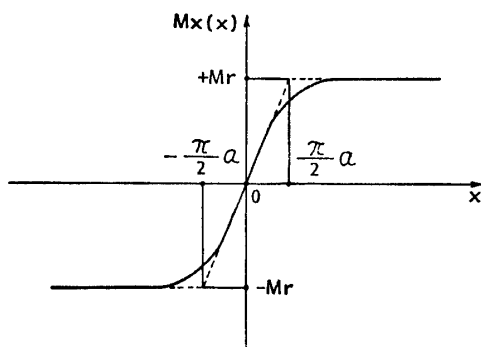


Fig. 6 Internal magnetization distribution.

のような残留磁化反転分布 M_x が分布していると仮定する。記録過程の考察によれば、媒体内の磁化分布は長手成分 (x 方向成分) のほかに垂直成分も持ち、ま

た、磁化の強さと反転中心の位置は媒体の厚みについて必ずしも一様ではない。しかし、解析を簡単にするため、一般には磁化の垂直成分は無視され、厚み δ に均一な長手磁化が厚さ方向に位相差を持たずに分布するものと仮定する。 $M_x(x)$ の分布形は次の \tan^{-1} 反転関数で近似される。

$$M_x = \frac{2}{\pi} M_r \tan^{-1}\left(\frac{x}{a}\right) \quad (16)$$

a は反転の鋭さを規定する定数で、ここではこれを磁化反転定数とよぶ (Fig. 6 参照)。

この仮定の下に、前章と同様な手法によって孤立再生応答を解析した結果は次式のように示されている。

$$\begin{aligned} e(x_0) = & k \frac{4\mu}{\mu+1} M_r \frac{1}{g} \\ & \times \left[\left(x_0 + \frac{g}{2}\right) \ln \left\{ \frac{(x_0 + g/2)^2 + (d + \delta + a)^2}{(x_0 + g/2)^2 + (d + a)^2} \right\} \right. \\ & - \left(x_0 - \frac{g}{2}\right) \ln \left\{ \frac{(x_0 - g/2)^2 + (d + \delta + a)^2}{(x_0 - g/2)^2 + (d + a)^2} \right\} \\ & + 2(d + \delta + a) \left\{ \tan^{-1}\left(\frac{x_0 + g/2}{d + \delta + a}\right) \right. \\ & \left. - \tan^{-1}\left(\frac{x_0 - g/2}{d + \delta + a}\right) \right\} \\ & - 2(d + a) \left\{ \tan^{-1}\left(\frac{x_0 + g/2}{d + a}\right) \right. \\ & \left. - \tan^{-1}\left(\frac{x_0 - g/2}{d + a}\right) \right\} \end{aligned} \quad (17)$$

この式は最初に法橋¹⁾により導かれ、後に Speliotis and Morrison²⁾ も同じ式を示した。また、Potter³⁾ や Mallinson⁴⁾ も後に異なる解析法によってこれと同じ結果が得られることを報告している。

式(17)では式(8)の場合と異なり、基本パラメータとして a, d, g のほかに媒体の厚み δ が同時に含まれている。これは媒体の外部磁界 H_y の計算過程で、前章の解析では必要でなかった媒体厚みに関する積分計算が含まれているためである。

式(17)は表現がかなり複雑で見通しをつけにくい。ここでもし、 $\delta \ll d + a$ とすると、式(17)は次のように簡単化される。

$$\begin{aligned} e(x_0) = & k \frac{4\mu}{\mu+1} 2M_r \delta \frac{1}{g} \\ & \times \left\{ \tan^{-1}\left(\frac{x_0 + g/2}{d + a}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{x_0 - g/2}{d + a}\right) \right\} \end{aligned} \quad (18)$$

式(17)が複雑なため、従来よく引用されているのはこの式(18)である。

式(17)をここで求めた式(8)と比較すると、式の複雑さにおいてかなりの違いが見られるが、しかしこれは本質的な問題ではない。再生系の実用設計のうえで

本質的な問題は、式(17)の場合、実際には直接観測することができない媒体内部の磁化反転定数 σ が含まれており、この値が不明確であると式の実用上の運用はできない。 σ の値を正攻法で求めるには、記録過程のセルフコンシステント逐次計算に依らざるを得ず、結局は記録・再生過程を一体化した理論計算を行わざるを得ない。

また、従来よく用いられる式(18)についても、この式を利用するにはその前提条件である $\delta \ll d + \sigma$ の関係をよく検証しなければならない。しかし実際には σ と δ は独立変数ではなく、 σ は δ の値に強く依存することが知られている。 $\delta \ll d + \sigma$ の条件は従って薄膜媒体であれば成立つと無批判に考えることはできない。

更に、式(17)には磁化の厚みに関する均一性や反転位置の一致性が仮定として含まれている。記録過程の考察から推定される磁化分布は一般にはそのような状態から外れ、 σ の値は媒体の各層ごとに異なること、磁化反転の中心位置も各層ごとにずれることを計算に入れなければならない (Middleton and Wisely⁵⁾ や Chang and Perez⁶⁾ はこのような磁化反転モデルについての式を提出している。

一方、章2の解析は、その基礎を媒体の表面に現われる表面磁束密度分布に置いている。この表面磁束分布は、式(14)によって示唆されるように、理想化再生条件 ($g \rightarrow 0, d \rightarrow 0$) における再生信号波形を観測することにより実測可能な量であり、表面磁束の磁束反転定数 σ_s は理想化再生条件における再生波形の半値幅の1/2をとることで決定される。理想化再生条件でなくても、 g と d の値が既知ならば、式(11)から W_{30} を観測して

$$\sigma_s = \frac{1}{2} \sqrt{W_{30}^2 - g^2 - d^2} \quad (19)$$

を計算することにより σ_s の値は容易に決定できる。各種の記録パラメータ (媒体の磁気特性、厚み、記録ヘッド定数、記録レベルなど) について σ_s の値を定量的に把握しておくこと、それと再生パラメータ (g, d) が組合せられた場合の再生信号の特性は、章2の各式から精度良く定量的に予知できる。

章2の解析においては、媒体内の磁化反転分布はブラックボックスとして関知していない。磁化の垂直成分や厚みによる強さ及び位相の差異はすべて表面磁束密度分布の差異として集約されている。もちろん、式(8)は媒体の厚みに関わらず適用できる。

ところで、式(8)は従来の式で $\delta \ll d + \sigma$ とした場合の近似式である式(18)と形式が良く似ている。そこで式(8)の B_{sm} の項を媒体の内部磁束分布の項に換算し

て式(18)との関連性を考察してみよう。

媒体の表面から外に流出する表面磁束は、Fig. 2 からわかるように、磁束線連続の理により媒体内部に長手方向に向って分布する内部磁束量の x に対する変分とみなされる。単位トラック幅当りの内部残留磁束を $\phi_i(x)$ とすると、表面磁束密度 $B_s(x)$ は従って、

$$B_s(x) = d\phi_i(x)/dx \quad (20)$$

$B_s(x)$ として式(1)を与えれば $\phi_i(x)$ は

$$\phi_i(x) = \int B_s(x) dx = B_{sm} \sigma_s \tan^{-1} \left(\frac{x}{\sigma_s} \right) \quad (21)$$

いま、従来の解析で用いられている仮定、すなわち磁化は長手成分のみで、また厚み δ に対し均一であるとする、内部磁束 $\phi_i(x)$ の振幅 Φ_r は $4\pi M_r \delta$ に等しい。従ってこれと式(21)の振幅、 $(\pi/2) B_{sm} \sigma_s$ を等しいと置いて、

$$B_{sm} = 8 M_r \delta / \sigma_s \quad (22)$$

これを式(8)に代入すると、

$$e(x_0) = k \frac{4\mu}{\mu+1} 2M_r \delta \frac{1}{g} \times \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{x_0 + g/2}{\sigma_s + d} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{x_0 - g/2}{\sigma_s + d} \right) \right\} \quad (23)$$

この式は、式(18)の σ を σ_s に読みかえたものと完全に一致している。すなわち、従来の解析において、もし媒体内部の磁化反転分布を全体として厚みのない媒体の表面に分布した仮想的な磁化反転分布として等価すれば、その等価磁化反転定数 σ はそのまま章2の解析における表面磁束分布定数 σ_s にこれを読み替えることを意味する。

4. むすび

デジタル形記録の基本的な応答である孤立再生信号について、被記録媒体の表面磁束密度分布を出発点とした解析を行い、従来の内部磁化分布から出発した場合の一般式と比較して極めて簡潔な応答式を導いた。この式は、単に形式が簡潔であるということだけではなく、本質的には実用上、従来の式を利用する場合に内包されていた種々の問題点を解放した点に意義がある。

表面磁束密度の概念は、内部磁化が正弦波分布をとるとみなされる正弦波記録の再生理論において良く利用されているが、デジタル記録では従来あまり着目されていない。その理由は、デジタル記録の記録過程における磁化反転機構の考察に対しては内部磁化の項が直接的な対象となるからである。しかしその反

面, この内部磁化反転を再生応答解析の基礎パラメータとして用いると, その反転定数を実測によって確かめることができないことから結局, 記録・再生過程を一体化した理論計算を行わざるを得ず, 理論式の実用上の運用に困難が多い。

表面磁束密度は内部磁化反転分布から誘導される概念であるが, このなかには磁化の厚みに対する不均一性や垂直磁化成分の項も総合化された状態で含まれており, また, これは表面から実測によって容易に確かめることができる。このため, 再生系の設計を記録系と切り離して簡単に行うことができ, 実用上の利便が大きい。

最後に, 本論文の要旨はすでに電子通信学会論文誌に投稿した⁸⁾。本論文はこれを補充したものである。

文 献

- 1) 法橋: デジタル記録における分解能及び出力の理論解析, 信学会磁気記録研資, MR65, 11-28 (1965)
- 2) Speliotis, D.E. and Morrison, J.R.: A theoretical analysis of saturation magnetic recording, IBM J. Res. Dev., 10, 233-243 (1966)
- 3) Potter, R.I.: Analysis of saturation magnetic recording based on arctangent magnetization transitions, J. App. Phys., 41, 1647-1651 (1970)
- 4) Mallinson, J.C.: Application of Fourier transforms in digital magnetic recording theory, IEEE Trans. Magn., MAG-10, 69-77 (1974)
- 5) Middleton, B.K. and Wisely, P.L.: Pulse superposition and high-density recording, IEEE Trans. Magn., MAG-14, 1043-1050 (1978)
- 6) Chang, P.T. and Perez, H.S.: An analysis of tilted magnetic transitions in magnetic recording media. IEEE Trans. Magn., MAG-14, 213-218 (1978)
- 7) Nishikawa, M.: Characteristics of the readback signal in digital magnetic recording, IEEE Trans. Magn., MAG-6, 811-817 (1970)
西川, 笹岡, 越本: デジタル形磁気記録の分離特性, 信学会磁気記録研資, MR68-17 (1968)
- 8) 西川: 表面磁束密度を用いるデジタル磁気記録の孤立再生応答の解析について, 信学論, J67-C, 339-344 (1984)

(昭和59年3月27日受理)