

## 単相電流と磁界を用いたブロッホライン対のハイブリッド転送

小 峰 良 太\*・福 永 博 俊\*

Hybrid Propagation of Vertical Bloch Line Pairs  
by Single Phase Current and Bias Pulse Field

by

Ryohta KOMINE\*, Hirotohi FUKUNAGA\*

In a vertical Bloch line (VBL) memory, the reliable propagation of VBL pairs is important for realization of this memory. This paper proposes a new propagation method. The method is composed of the current access around stripe domain heads and the bias pulse field access on straight parts of stripe domain. Bias pulse field and conductor current margins of the proposed method were calculated by a computer simulation and the proposed method was confirmed to have high reliability as well as low power consumption properties.

## 1. 序 論

情報化時代が到来した今日、計算機で取扱うデータは飛躍的に増加し、記憶素子に対する高密度化と高速化の要求は益々高くなってきている。現在計算機の内部メモリとしては高精度で、高速駆動の可能な半導体素子が極めて広く用いられている。しかしながら、半導体素子は揮発性であるため、電源を切った後情報を一時的に蓄えておく外部メモリには、性能の劣る磁気テープ・磁気ディスクなどが使われているのが現状である。しかも、これら磁気メモリは装置内部に機械的可動部を持つため、振動、衝撃、塵埃等の影響を受け易く信頼性に劣る面がある。この問題を解決するため、強磁性体の磁壁中に存在する垂直ブロッホラインを記憶担体に利用し、固体素子化と高密度化を図るブロッホラインメモリが提案されている<sup>1)</sup>。

図1にブロッホラインを模式的に示している。磁区を隔てる境界の領域では、磁化は境界面に垂直な方向を軸として180°回転している。この回転の仕方には右

回りと左回りの2通りが存在する。通常の閉じた磁区において磁化はどちらか一方の回転をしており、膜の上部から観察した磁壁上の磁化の向きは、磁壁に沿って閉じている。しかし2つの回転が同時に存在すると、その境界上で磁化は反転する。磁壁中心上で磁化の回転しているこの領域をブロッホラインと呼ぶ。この遷移領域は膜面に垂直な線となっているので、垂直ブロッホライン (VBL) とも呼ばれ、その性質上2本が対となって存在する。VBLメモリはこの対の有無を記憶担体に用いるもので、現在実用化されている固体磁気メモリであるバブルメモリと較べて、10倍以上の記憶密度を持つと期待される<sup>2)</sup>。

VBLメモリの構成は、情報を記憶しているストライプ磁区を並列に配置し、各々のループがコントロールゲートを介して、転送ループに接した配置になっている。メモリとしての基本動作である読み出し、書き込み、消去はゲート上で行われるため、ストライプ磁区上の磁壁中に書き込まれているVBL対を、ゲート上

平成元年4月28日受理

\* 電気情報工学科 (Department of Electrical Engineering and Computer Science)

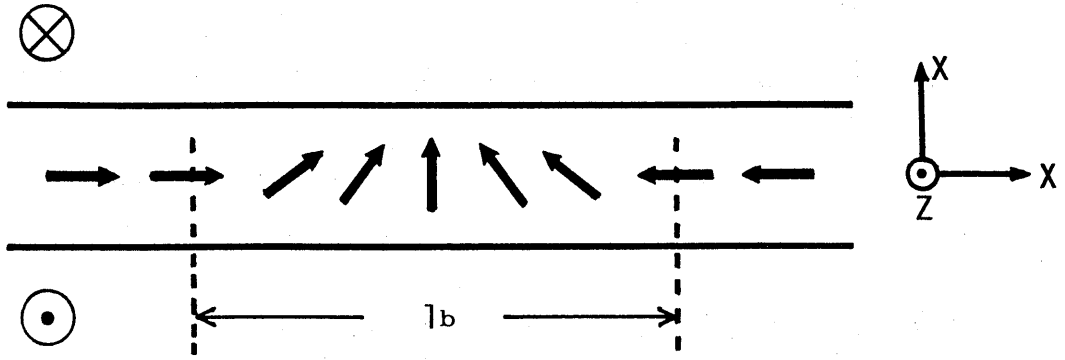


Fig. 1 Distribution of magnetization for a Bloch wall containing a vertical Bloch line.

に誤り無く転送する手段が極めて重要になる。

現在提案されている VBL 対の転送方法には大別すると、

- (1) 磁界を印加したとき、磁化が磁界の周りに歳差運動する性質を利用するもの
- (2) VBL 対が、面内磁界との相互作用による静磁気エネルギーの最小となる点で安定することを利用するもの

の 2 種類がある。

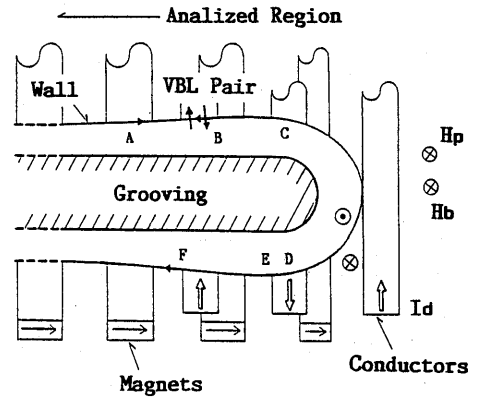
このうち前者はバイアスパルス磁界を用いることで実現する<sup>2)</sup>。すなわち、急激な磁壁運動を伴う磁界変化を加えることで発生する gyroscopic force<sup>3)</sup> を利用して、VBL 対を転送する。この方法は外部コイルより発生させる磁界を利用出来るため、高密度記憶において有利な面を持っている。後者では、静磁エネルギーの極小点を導体電流によって移動させることで転送が行われる。筆者の一人は、磁区の下部に垂直に並べた導体に電流を流して面内磁界分布を変化させ、VBL 対を転送する方法を提案し、計算機シミュレーションによって高精度な転送が行えることを確認している。しかし全ての VBL 対を電流で駆動すると、電力消費の点で問題が発生する。

そこで本研究では、バイアスパルス磁界による駆動（以下磁界駆動と言う）と導体電流による駆動（以下電流駆動と言う）の両方式の特徴を生かすため、高密度の情報が蓄えられているストライプ磁区の直線部では磁界駆動し、転送の困難なストライプ端部のみ電流駆動する新方法を提案し、その動作確認のため計算機シミュレーションを行った。

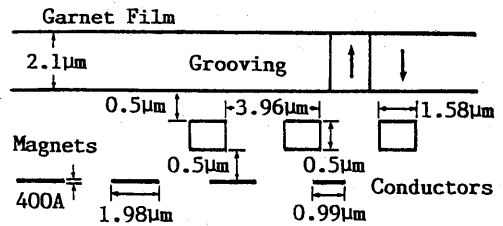
## 2. 転送法

### 2. 1 新転送法

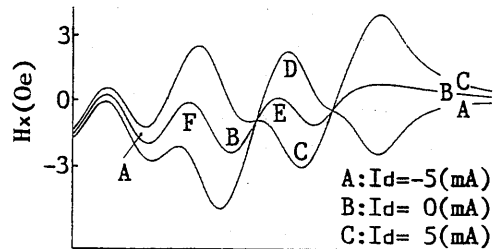
提案する新転送法を、図 2 (a) に示したストライプ端部のモデルで説明する。ガーネット膜内に  $x$  ヘッド



(a) Top view.



(b) Sectional view.



(c) Distribution of magnetic fields by magnets and conductor current.

Fig. 2 Simulation Model.

を持つストライプ磁区を、バイアス磁界  $H_z$  と100%グルーピングで安定化する。磁区の下部には、ビット位置を決定するための永久磁石及び転送時の磁界を作り出す3本の導体を、それぞれ絶縁膜を挟んで配置する。バイアス磁界は、ストライプ端が中央導体と最端部導体の真ん中に位置するように調整する。

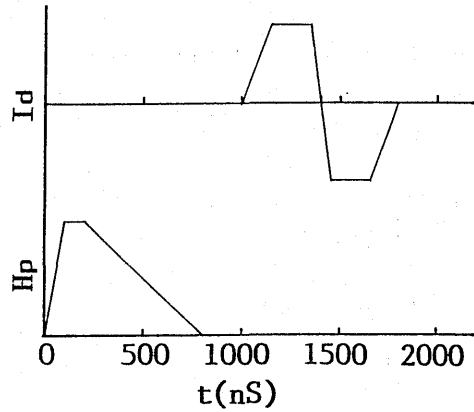
永久磁石を磁区全体に渡って等間隔に配置することで、図2(c)の様な正弦波状の面内磁界が作り出される。この磁界の極性とVBL対で挟まれた領域の磁化の向きが一致すると、静磁エネルギーが極小となり対はその位置で安定となる。ストライプ端では永久磁石の作る面内磁界が磁壁に対して垂直なので、VBL対は安定化しない。この安定位置は、導体に電流を流して変化させることが出来る。その様子も図2(c)に併せて示す。

VBL対の転送は以下の手順で行う。ストライプ磁区上部左方にあるVBL対は、正のバイアスパルス磁界により右方向に転送され、B位置に至る。次に、B位置より右側のストライプ端部では、導体電流によって転送される。すなわち、正の  $I_d$  によりB位置にあったVBL対は、 $I_d$  が作り出すポテンシャルの谷であるC位置に移動し、 $I_d$  が0に戻って負になる間にストライプ端を回る。このとき磁界のZ成分が転送の手助けをする方向に働く。ストライプ下部では面内磁界の極大点でVBL対の安定点なので、負の  $I_d$  によって対はD位置に到達し、その後再び  $I_d$  が0に戻ると、E位置まで移動する。E位置に至ったVBL対は、バイアスパルス磁界で左方に転送される。

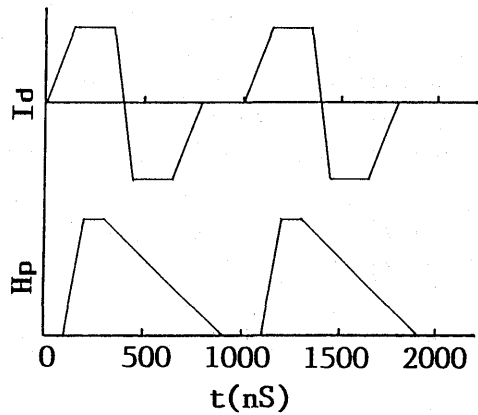
### 2. 2 電流とパルス磁界のタイミング

転送電流とバイアスパルスのタイミングは、次の2種類を検討した。先ず最初の方法では図3(a)に示す様に、バイアスパルスによる直線部及び電流による端部の転送を交互に行う。この方法では、バイアスパルスでA点からB点まで転送されたVBL対は、次の電流駆動の周期でE点まで移動し、その後バイアスパルスでF点まで移動する。A点やF点より左側では導体電流が作る磁界は小さいので、導体電流が直線部の転送に殆ど影響を与えず、確度良い転送が出来ると予測される。しかし転送速度は全転送を磁界駆動のみ、或いは電流駆動のみ行う場合の半分になる。

もう一つは、直線部と端部の転送を同時に行う方法である。この方法ではVBL対がB~Eの位置にある時、VBL対にはバイアスパルスと導体電流で作る両者の磁界が作用する。図3(b)にバイアスパルス磁界及び導体電流のタイミングを示すが、図3(a)の場合と同様、B→C及びC→Dの転送の際に導体電流による



(a) Type A.



(b) Type B.

Fig. 3 Bias field pulse and conductor current shapes for simulation.

$H_z$  の変化が転送を助ける様に作用している。しかしC→D、D→Eの転送ではバイアスパルス磁界が転送を妨げる向きに作用しており、この部分で第1の方法に較べて転送マージンが小さくなる可能性がある。しかし、この方法では第1の転送法に較べて、転送速度を2倍に取ることが出来る。

### 3. シミュレーション法

#### 3. 1 磁壁の運動方程式

従来、磁壁の運動方程式としては Slonzewsky の運動方程式がしばしば用いられてきた。しかし、この方程式では磁壁の運動を、磁壁の法線方向の移動速度  $V_R$  と磁壁中央の磁化の回転角度  $\phi_a$  によって記述しているため、 $\phi_a$  の急激に変化するVBL付近では、予め磁化の変化を充分表わすことの出来る程度の磁壁点を取っておく必要がある。このため Slonzewsky の方

程式を用いて、VBLを含む磁壁の運動をシミュレーションすると、計算時間の問題が発生する。この問題を解決するため、最近林らはVBLを磁壁上の一点(以後VBL点と言う)で表わすことのできる、集中定数モデルを提案している<sup>4),5)</sup>。計算時間の節約のため、本研究ではこのモデルによる方程式を利用した。

集中定数モデルでは図4のように、磁壁を複数の磁壁点で表わす。磁壁点には前述のVBL点と、VBLの無い部分を表わす点(以後正常磁壁点と言う)が存在する。正常磁壁点の運動は

$$\frac{1}{4\pi M\mu\alpha} V_R + \frac{1}{4\pi M\mu} \left( \frac{\ell}{2q} \dot{\phi}_a \right) = f_S \quad (1)$$

$$\frac{1}{4\pi M\mu} V_R - \frac{1}{4\pi M\mu\alpha} \left( \frac{\ell}{2q} \dot{\phi}_a \right) = f_R \quad (2)$$

と表わされる。ここで $V_R$ は磁壁法線方向(以後 $R$ 方向と言う)の速度、 $\phi_a$ 、 $\phi_w$ は磁壁中央の磁化が $x$ 方向、磁壁接線方向(以後 $S$ 方向と言う)と成す角度、 $M$ 、 $\alpha$ 、 $q$ 、 $\ell$ 、 $\mu$ は、飽和磁化、ダンピングパラメータ、性能指数、特性長、磁壁の移動度である。異方性定数 $K$ 、交換定数 $A$ 、ジャイロ磁気定数 $\gamma$ を用いれば、 $q = K/(2\pi M^2)$ 、 $\mu = \gamma\sqrt{A/K}/(\pi\alpha)$ 、 $\ell = \sqrt{AK}/(\pi M^2)$ の関係にある。また $f_R$ は磁壁点における $R$ 方向の可逆力密度、 $f_S$ は磁壁点上の磁化に働く可逆力によるトルクの $Z$ 成分に比例する無次元量を表わし、

$$f_S = -\frac{\ell^2}{4q} \frac{\partial^2 \phi_a}{\partial S^2} + \frac{1}{2} \sin 2\phi_w - \frac{1}{8M} (H_R \sin \phi_w - H_S \cos \phi_w) \quad (3)$$

$$f_R = -\frac{\ell}{2\rho} + \frac{\ell}{4q} \frac{\partial \sin 2\phi_w}{\partial S}$$

$$+ \frac{H_D - H_A}{4\pi M} \quad (4)$$

と求められる。ここで $\rho$ は磁壁の曲率半径、 $H_A$ は外部から加えられた垂直磁界、 $H_D$ は膜面に現われた磁極が作る反磁界、 $H_R$ 、 $H_S$ はそれぞれ面内磁界の $R$ 成分及び $S$ 成分である。

一方、VBL点の運動は、

$$\frac{V_R}{4\pi M\mu\alpha} + \frac{V_S}{4\pi M\mu} \frac{\ell}{q\ell_0} = \frac{2}{\pi} \langle f_S \rangle \quad (5)$$

$$\frac{V_R}{4\pi M\mu} + \frac{V_S}{4\pi M\mu\alpha} \frac{\pi\ell}{2q\ell_0} = \langle f_R \rangle \quad (6)$$

と記述される。ここで $V_S$ はVBL点の $S$ 方向速度、 $\ell_0 (= \pi\sqrt{A/2\pi M^2})$ はVBL幅である。 $\langle f_R \rangle$ 、 $\langle f_S \rangle$ は、それぞれVBLの $R$ 、 $S$ 方向に働く集中力を表わしており、

$$\langle f_R \rangle = -\frac{\ell}{2\ell_0} \{ \phi_n(\text{BL}_+) - \phi_n(\text{BL}_-) \} + \frac{H_D - H_A}{4\pi M} - \frac{\ell}{4} \left( \frac{1}{\rho_+} + \frac{1}{\rho_-} \right) \quad (7)$$

$$\langle f_S \rangle = \frac{H_S}{4\pi M} \cdot \text{wsign}(\text{BL}) \cdot \text{asign}(\text{BL}) \quad (8)$$

で与えられる。ここで $\phi_n(\text{BL}_+)$ 、 $\phi_n(\text{BL}_-)$ は、それぞれ $S \rightarrow +0$ 、 $S \rightarrow -0$ において定義される磁壁法線の方位角である。 $\rho_+$ 、 $\rho_-$ は $S \rightarrow \pm 0$ における曲率と定義している。 $\text{asign}(\text{BL})$ 、 $\text{wsign}(\text{BL})$ はそれぞれ $\phi_a$ の余弦、VBLの巻きの極性(反時計周りの時-1)である。

### 3.2 VBL間相互作用

VBLの領域では磁化の傾きが変化しているため、 $\rho_m = -\text{div } M$ による体積磁極が発生する。この磁極には磁化の回り方によって正負の二種類が存在し、異

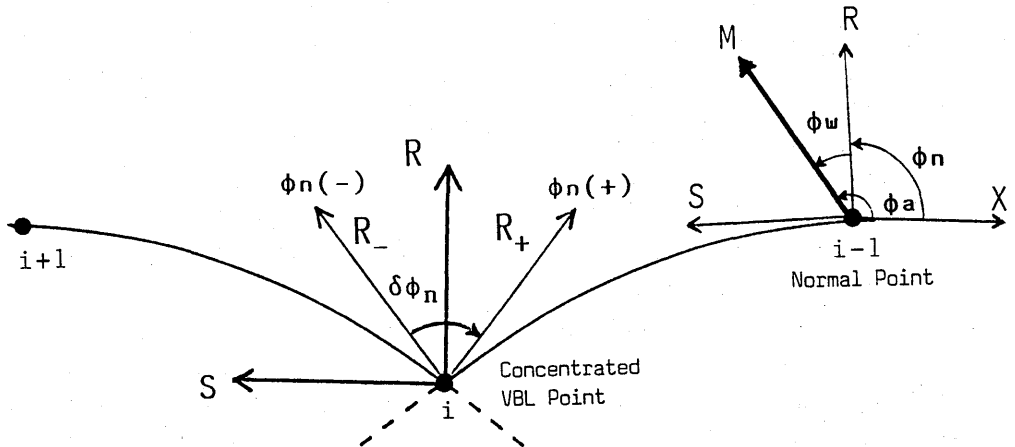


Fig. 4 Normal wall points and a concentrated Bloch-line points composing domain wall.

符号の磁極を持つ VBL 同志は互いに吸引する力を働かせる。しかし一定以上近付くと、交換力が作用して互いに反発する力が生まれる。従って、隣り合う 2 つの VBL は二力が釣り合う距離で対を成す。ところが前述の (5)~(8) の運動方程式には、この相互作用が含まれていない。そこで本研究では、対間相互作用力を数値解析して得られた近似式<sup>6)</sup>を用い、吸引力と反発力を直接運動方程式に代入した。それによると吸引力  $f_{at}$  と反発力  $f_{su}$  は

$$f_{at} = \frac{\ell_b}{\pi} \exp(3.6422 \times 10^{-5} S^5 - 1.6473 \times 10^{-3} S^4 + 2.3298 \times 10^{-2} S^3 - 0.12337 S^2 - 7.2104 \times 10^{-2} S + 7.29) \quad (9)$$

$$f_{su} = -\frac{\ell_b}{\pi} \exp(7.4818 \times 10^{-4} S^4 - 2.6324 \times 10^{-2} S^3 + 0.33428 S^2 - 2.4882 S + 12.33) \quad (10)$$

と表わされる。但し、

$$S = (\text{VBL 対間距離}) \times \pi / \ell_b \quad (11)$$

である。

### 3. 3 解析モデル及びシミュレーション法

シミュレーションには、図 2 (b) に示したモデルを用いた。3 本の転送用導体は、5  $\mu\text{m}$  バブル材ガーネット膜の下部に絶縁膜を挟んで、 $30\ell_b/\pi$  おきに配置されている。さらに絶縁膜を挟んで VBL 対安定化用永久磁石を同間隔で配置する。永久磁石の飽和磁化は面内磁界振幅が 1(0e) となるように調整してある。また端部での面内磁界振幅が大きくなるのを防ぐ為、最端部の磁石幅を半分にして端部での振幅を直線部と同じ位に保っている。解析領域は、図中の点線で頻られている右側の部分で、点線の左側の部分ではストライプが無限に続いていると仮定する。本研究に用いた材料の物性定数を表 1 に示す。

転送を制御するバイアスパルス磁界と電流の波形は、図 3 (a) 及び (b) を用いた。Type A では、A 位置から転送のシミュレーションを始めた。これは電流による端部転送の前に、バイアスパルスでの転送を行う必要があるからである。これに対して Type B では、B 位置の状態からシミュレーションを開始した。これは B 位置より左方ではより容易に転送が行われると予測されるからである。

解析は前節に示した集中定数モデルの運動方程式を差分方程式に改し、陽解法で解くことによって行った。その際、図 2 (a) に示した磁壁を 30 点に分割し、時間

Table 1 Material parameters.

バブル径 ( $\mu\text{m}$ )	5
飽和磁化 $4\pi M$ (gauss)	195
異方性定数 $K$ (erg/cm <sup>3</sup> )	8230
交換定数 $A$ (erg/cm)	$2.63 \times 10^{-7}$
磁壁幅 $\ell_w$ (cm)	$1.76 \times 10^{-5}$
プロットライン幅 $\ell_b$ (cm)	$4.15 \times 10^{-5}$
磁気ジャイロ係数 $\gamma(0e \cdot \text{sec})^{-1}$	$1.87 \times 10^{-7}$
ダンピングパラメータ $\alpha$	0.11
ガーネット膜厚 $h$ ( $\mu\text{m}$ )	2.1
絶縁膜厚 ( $\mu\text{m}$ )	0.5
ビット周期 ( $\mu\text{m}$ )	7.9 (60Å)
導体幅 ( $\mu\text{m}$ )	1.58
導体厚さ ( $\mu\text{m}$ )	0.5
磁性体幅 ( $\mu\text{m}$ )	1.98
磁性体厚さ (Å)	400

間隔は 0.15ns とした。

式中の一階微分及び二階微分は、接点  $i$  の  $x$  座標を  $x_i$ 、その点での被微分量を  $U_i$  とすると

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \left( \frac{U_{i+1} - U_i}{x_{i+1} - x_i} + \frac{U_i - U_{i-1}}{x_i - x_{i-1}} \right) / 2, \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \frac{\frac{U_{i+1} - U_i}{x_{i+1} - x_i} - \frac{U_i - U_{i-1}}{x_i - x_{i-1}}}{x_{i+1} - x_{i-1}} \quad (13)$$

と近似した。磁壁の曲率  $\rho$  は、曲率を求める磁壁点とその前後 2 点を通る円の半径より計算した。 $\rho_+$ 、 $\rho_-$  は、前後の点の曲率半径と同じものとして求めた。

解析において大きな時間を占める膜表面の磁極が作る反磁界の計算は、等価面電流法により膜圧方向の平均値を求めて利用した。

## 4. シミュレーション結果及び検討

### 4. 1 転送マージン

図 5 (a), (b) に、Type A の波形を用いた転送の際の、バイアス磁界マージンを電流及びバイアスパルスに対して示す。図中○印で示されているのは転送可能な条件、×印で示されているのが不可能な条件である。

図 5 (a) で、バイアスの下限以下ではストライプがその形状を保てなくなり、安定な転送は望めない。逆に上限以上では磁壁がグルーピングに接近するため、磁壁の移動度が低下して、VBL 対が先端を通過するのに必要なジャイロ力が充分与えられない。また電流が小さいと、ストライプ先端と図 2 (c) の D 位置の間に

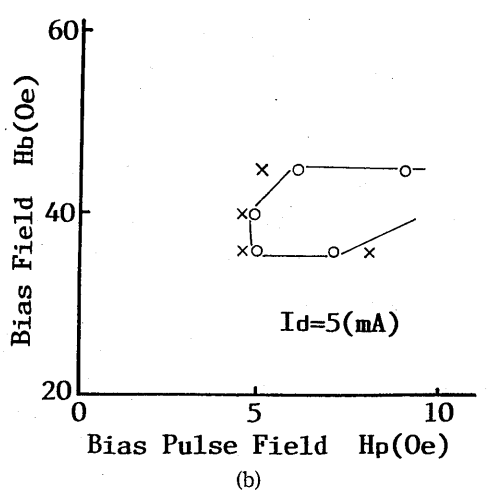
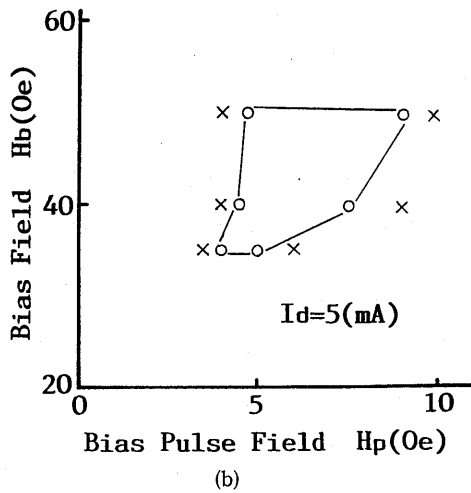
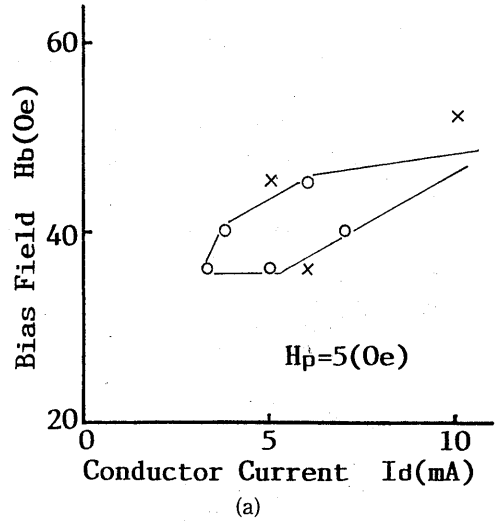
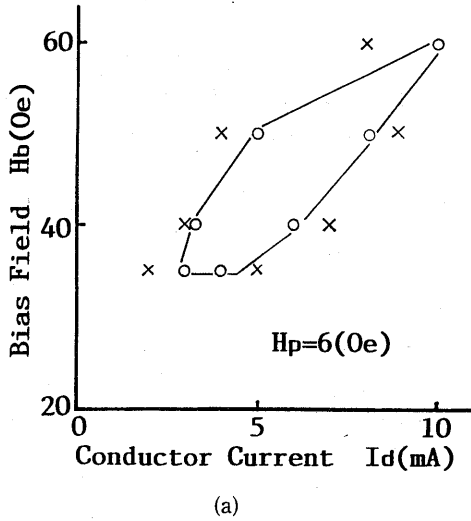


Fig. 5 Bias field margins for Type A propagation of a VBL pair as a function of conductor current (a), and of bias pulse field (b).

Fig. 6 Bias field margins for Type B propagation of a VBL pair as a function of conductor current (a), and of bias pulse field (b).

面内磁界の山ができるので、対がD位置まで転送できない。逆に電流が大きいと、プロットラインが先端に注入される恐れもあるが、この解析は二次元磁壁によるものであるから、そこまでは模擬できず、電流の上限値は表われていない。バイアスが増加するに従って、転送に必要な電流は増加する。これは、バイアスを増加すると磁壁がグルーピングに接近し、その移動により多くの電流が必要となるためである。これに対してバイアスパルス磁界の下限は、バイアス磁界にほとんど関係なく4~5 Oeである。逆にパルス磁界が大きいと転送が不安定になる。図5 (a), (b)を比較すると、バイアス磁界の上限は、電流による端部での転送ができなくなることによって制限されることになるので、転送には電流の-marginが大きく影響すると考え

られる。

図6 (a)に、Type Bの波形を用いたときの転送電流marginを示す。バイアス磁界の増加で、転送電流も多く必要になる傾向はType Aと同様であるが、より大きな電流が必要でmarginも狭くなっている。これは前にも述べた様に、C→D, D→Eへの転送時に対する転送を妨げる方向にバイアスパルス磁界が作用しており、それを打消すのに電流が多く必要のためである。図6 (b)のバイアスパルスmarginもType Aのものに較べて狭くなる。

ストライプ端部の転送電流marginはType Aで43%, Type Bで33%, バイアス磁界marginはType Aで24%, Type Bで15%程度が期待できる。これを全てのVBL対を電流で転送シミュレーションした時

のマージン（転送電流で40%，バイアス磁界で20%）と比較してみると，Type A が大体同程度，Type B はそれより弱冠劣る結果が得られた。

Suzuki らはバイアスパルス磁界のみで転送シミュレーションを行い，そのマージンをパルス磁界で±20%と報告している<sup>7)</sup>。本研究で提案した方法では，パルス磁界は直線部の転送にのみ用いられるため，端部も含めて転送する従来の方法を用いた時の上記のマージンよりも良くなると考えられる。

#### 4. 2 消費電力についての検討

図2に示した解析モデルで，導体に銅を使い，ストライプを10 $\mu\text{m}$ 間隔で並べ，ストライプ当りの記憶密度を1025ビットと仮定すると，Type A, Type Bの消費電力は，それぞれ $W_A = 4.16\text{nW/bit}$ ， $W_B = 8.32\text{nW/bit}$ になる。この値は，全てのVBL対を電流で転送した時の消費電力 $W = 1.7\mu\text{W/bit}$ に較べると充分小さい。また5 $\mu\text{m}$ バブル材を用いた際に予測される記憶密度の値16Mbit/cm<sup>2</sup>を使用すると，Type A, Type Bがそれぞれ66mW/cm<sup>2</sup>，133mW/cm<sup>2</sup>となる。

以上の様に消費電力だけでは，このモデルでは非常に良い結果が得られることが判った。しかし，導体が先端部のみに存在するため，電流消費による発熱が端部に集中し，影響を与えることも考えられる。

また，銅線に流せる連続電流の上限は10<sup>3</sup>A/cm<sup>2</sup>程度であることが知られている。本モデルの導体は薄膜の形状であり，また電流波形も停止期間を持つパルスであるので線材に較べて放熱に有利であるが，導体に流せる電流の制限値は，素子の消費電力よりもむしろパルス電流印加時の導体の断線によって決定される可能性が大きい。従って，本転送法では今後この問題に詳細な検討を加える必要がある。

#### 5. 結論

本研究では，バイアスパルス磁界及び導体電流を併

用したVBLメモリにおけるVBL対の新転送法を提案し，その有用性を確認するために計算機解析を行った。更に転送マージンを求めて，この転送法が従来の単相電流による転送と同程度の高確度を有することを明らかにした。更に消費電力にも検討を加え，この方法が，従来の単相電流による転送に較べて格段に高密度化に適していることを示した。

VBLメモリの実現には転送だけでなく，書き込み，読み出し等の操作が安定に行えることも重要な要素である。本研究では使用したストライプ端にVBLを置かない方式( $\chi$ ヘッド)では，消去動作時のマージンに問題ができる可能性がある。これに対してストライプ端にVBLを置く方式( $\sigma$ ヘッド)では，既に書き込み，読み出し，消去動作ができることが確認されている<sup>7)</sup>。従って，今後 $\sigma$ ヘッドモデルに対して転送の検討を加える必要がある。

#### 参考文献

- 1) S. Konishi : IEEE Trans. Magn., **MAG-19**, 1838 (1983).
- 2) S. Konishi : IEEE Trans. Magn., **MAG-20**, 1129 (1984).
- 3) 飯田 他 : 磁気バブル, 丸善, (1977).
- 4) N. Hayashi and K. Abe: Jpn. J. Appl. Phys. **15**, 1683 (1976).
- 5) 林 : 日本応用磁気学会誌 **9**, 181 (1985).
- 6) 福田 : 卒業論文 (1988).
- 7) T. Suzuki, H. Asada, M. Matsuyama, E. Fujita, K. Morikawa, K. Fujimoto, M. Shigenobu, K. Nakashi, H. Takamatsu, Y. Hidaka and S. Konishi : IEEE Trans. Magn., **MAG-22**, 784 (1986).