UDC 537. 621. 2+537. 633. 2+537. 636]. 01

論文
 53-A16

方向性磁電変換素子の特性

正 員 杉 山 佳 延 (電総研)

正 員 片 岡 照 栄 (電総研)

1. ま え が き

最近、各種のセンサの固体化が進められており、磁気、電流、電力センサとしてのみならず、変位、加速度、回転数などの電気量への変換に半導体磁電変換素子が用いられるようになってきた。

従来、このような目的に使用される磁電変換素子としては、ホール素子、磁気抵抗素子、磁気ダイオードなどがある。これらはいずれも長方形の半導体片で、素子電流に垂直な磁界に感ずる。ホール素子は四端子構造で磁界の強さに比例した出力電圧を発生し、磁界の方向によって出力電圧の極性が反転する。つまり、磁界に対して直線的な特性を示す。一方、磁気抵抗素子は磁界の方向には無関係に、磁界の大きさに応じた抵抗増加を示す⁽¹⁾。

高移動度半導体からなる長方形素子の示すホール効果と磁気抵抗効果による出力電圧は、強磁界領域ではほぼ等しくなることに着目して、一つの素子に同時に両効果を発揮させることにより、ある方向の磁界に対しては通常のホール素子の2倍の感度を示し、反対方向の磁界に対しては、ほとんど感度を示さない方向性磁電変換素子の原理と簡単な実験結果は既に報告したが⁽²⁾⁽³⁾、本論文は、より厳密に理論を展開して素子の形状の効果を明らかにし、併せて高移動度半導体のInSbを用いた実験により、理論解析の結果の正当性を実証し、方向性磁電変換素子の設計原理を示したものである。

2. 理論解析の手法

磁界の方向に対して非対称な感度を示す方向性磁電変換素子には、四端子素子と三端子素子とがある。

四端子素子は第1図(a)に示したように、長さ l と幅 w がそれぞれ $2l$ と w の長方形で、厚さが t の均質な半導体片の両端にオーム性の入力電極 a, b と、その中央にオーム性の金属境界 e を取付け、更には上半部の半導体右側面の中央と下半部の半導体左側面の中央にそれぞれオーム性の点状ホール電極 c, d を取付けて出力電極とした構造である。中央の金属境界によって電氣的に二分された素子の上半部および下半部は、第1図(b)の長さ l と幅 w で、両端に一樣なオーム性の入力電極 a, b をもち、一つの点状ホール電極 c を出力電極とした三端子構造の長方形素子と全く等しい電位分布を示す。四端子素子および

第1図 方向性磁電変換素子の構造とその基本特性
 Fig. 1. Structure and principle of DGM devices.

Characteristics of the Directional Galvanomagnetic Device. By Yoshinobu Sugiyama, Member & Shoei Kataoka, Member (Electrotechnical Laboratory, Ministry of International Trade and Industry).

杉山佳延: 正員, 電子技術総合研究所
 片岡照栄: 正員, 電子技術総合研究所

第2図 三端子方向性磁電変換素子の等角写像変換

Fig. 2. Schwarz-Christoffel's conformal transformations of 3-terminal DGM device.

三端子素子の基本特性を第1図(c)に示す。これらの素子は、磁界の方向に対して著しい非対称性を示し、図示した素子では、 $V_D^4 = 2V_D^3$ の関係がある。理論解析は三端子の長方形素子について行ない、従来より用いられてきた等角写像変換を利用した解析方法⁽⁴⁾⁽⁵⁾により出力電圧を表わす理論式を導出し、出力特性を求める。

〈2・1〉 モデルと境界条件 一般に第1図(b)のような長方形の均質な半導体素子に入力電圧 V_{in} を加え、一様な磁束密度が半導体表面に垂直に加えられると、半導体内部の電界と電流密度は、半導体表面に平行であるから、二次元のラプラス方程式を次の境界条件のもとで解くことにより、内部の任意の点の電位を求めることができる。

素子を第2図(a)の複素平面 Z に移して、図のように座標軸をとり、各頂点の座標を $Z_1(w/2, 0)$, $Z_2(w/2, il)$, $Z_3(-w/2, il)$, $Z_4(-w/2, 0)$ とする。素子内部の任意の点 (x, y) のポテンシャルを φ とすると、ラプラス方程式は次のようになる。

$$\Delta\varphi(x, y) = 0 \dots\dots\dots (1)$$

境界条件は、

(i) 素子の両端の入力電極ではそれぞれ等電位である。

$$\varphi(x, 0) = 0 \text{ および } \varphi(x, l) = V_{in} \dots\dots\dots (2)$$

(ii) 素子の内部と側辺上で、電流密度 J と電界 E とは一定のホール角 θ をなし、電流密度は側辺上では側辺に平行である。

$$\tan\angle(J, E) \equiv \tan\theta = \sigma_B R_H B \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 B は磁束密度、 σ_B は導電率、 R_H はホール係数である。

〈2・2〉 電位解析 第2図(a)の長方形素子の内部電界を求めるには、ラプラス方程式(1)を境界条件(i)および(ii)のもとで解けばよいが、特に二次元の内部電界を求める場合には、複素変数関数を利

用した等角写像変換によって電界分布を求める方法が有効であり、一般的である⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

実軸を電気力線に、虚軸を等電位面に対応させた直交座標系の複素平面 W を考えると、第2図(b)に示した W 平面の虚軸からホール角 θ だけ傾いた平行四辺形は境界条件を満足する。 Z 平面の素子の形状を表わす複素関数と、 W 平面の素子内部の電位を表わす複素関数の関係式が求まれば、素子内部の各点の内部電界を求めることができる。

ある複素平面上の多角形の内部の点と各頂点は、Schwarz-Christoffel (S.C.) 変換⁽⁶⁾を用いることにより、他の複素平面上の上半面上と実軸上にそれぞれ一対一に等角写像変換することができる。ここでも、上記の等角写像変換を用いて、 Z 平面の長方形と W 平面の平行四辺形を、他の複素平面 ζ に等角写像変換して、 Z 平面と ζ 平面および W 平面と ζ 平面の関係をそれぞれ S.C. 変換により求めると、その結果として Z 平面と W 平面との関係式が得られる。 Z 平面上の点 $Z_1 \sim Z_4$ および W 平面上の点 $W_1 \sim W_4$ は、それぞれ第2図(c)の ζ 平面の実軸上の点 $\zeta_1 \sim \zeta_4$ に対応する。 Z 平面の長方形の各頂点を ζ 平面へ写像した点の座標を適当にとり、 $\zeta_1(1, 0)$, $\zeta_2(1/k, 0)$, $\zeta_3(-1/k, 0)$, $\zeta_4(-1, 0)$ とすると、S.C. 変換から両平面の関係式は

$$Z(\zeta) = CkF(\sin^{-1}\zeta, k) \dots\dots\dots (4)$$

となる。ここで、 C は定数、 $F(\sin^{-1}\zeta, k)$ は第一種だ円積分、 k は母数で、 $0 < k < 1$ である。

(4) 式に両平面の互いに対応する点 ($Z_1 \rightarrow \zeta_1$, $Z_2 \rightarrow \zeta_2$) を代入すると、長方形の形状 l/w と母数 k との関係は

$$l/w = K(k')/2K(k) \dots\dots\dots (5)$$

となる。ここで、 $K(k) \equiv F(\pi/2, k)$ は第一種完全だ円積分で、 $k' = \sqrt{1-k^2}$ である。また、長方形素子の側面の任意の位置に取付けた出力電極 $Z_5(w/2, iy)$ を ζ

平面へ写像した点を $\zeta_s(1/p, 0)$ とすると, (4) 式から次の関係式を得る。

$$y/l = F(\sin^{-1}(\sqrt{1-p^2/k}), k')/K(k') \dots (6)$$

ここで, $0 < k \leq p < 1$ である。

一方, W 平面と ζ 平面との対応関係も前述の S. C. 変換により次のようになる。

$$dW(\zeta)/d\zeta = C'f(\zeta) \dots (7)$$

ここで, C' は定数で, 関数 $f(\zeta)$ は

$$f(\zeta) \equiv \{(\zeta-1)(\zeta+1/k)\}^{-1/2-\theta/\pi} \\ \times \{(\zeta+1)(\zeta-1/k)\}^{-1/2+\theta/\pi} \dots (8)$$

である。関数 $W(\zeta)$ の実数部は電気力線に, 虚数部は等電位線に対応し, 互いに共役の関係にあるから, $W(\zeta)$ を電位の関数として表わすことができるため, (7) 式の絶対値は電界の大きさを表わし⁽⁶⁾, 次のようになる。

$$|E| = |dW(\zeta)/d\zeta| = |C'f(\zeta)| \dots (9)$$

従って, 長方形素子の出力電圧 V_D^3 は Z 平面の Z_s と Z_1 と点の電位差, すなわち ζ_s と ζ_1 との点の電位差として表わすことができ, 電界の実軸成分を ζ_1 から ζ_s まで積分すると

$$V_D^3 = \int_1^{1/p} |E| \cos \theta d\zeta \dots (10)$$

となる。

素子の入力電流 I_{in} は, 電流密度の入力電極面に垂直な成分をその電極面に沿って, ζ_1 から ζ_s まで積分し, 素子の厚さを t 乗じて求めることができる。

$$I_{in} = t \int_{-1}^1 |J| \cos \theta d\zeta \dots (11)$$

電流密度はオームの法則から電界成分と導電率との積によって表わされ, 次式の関係がある。

$$|J| = \sigma_B |E| \cos \theta \dots (12)$$

(8)~(12) 式から三端子の方向性磁電変換素子の出力電圧は

$$V_D^3 = \frac{I_{in}}{t \sigma_B \cos \theta} \int_1^{1/p} |f(\zeta)| d\zeta / \int_{-1}^1 |f(\zeta)| d\zeta \dots (13)$$

となる。(13) 式の分子積分について次の置換を行なう。分子積分には

$$\lambda = -\{(\zeta-1)(k\zeta+1)\} / \{(\zeta+1)(k\zeta-1)\}$$

を代入し, 分母積分は

$$\int_{-1}^1 |f(\zeta)| d\zeta = \int_{-1}^0 |f(\zeta)| d\zeta \\ + \int_0^1 |f(\zeta)| d\zeta$$

に積分範囲を分けて, 第1項には $\lambda' = -1/\lambda$ を, 第2

項には $\lambda' = -\lambda$ を代入し, 更に分子積分には $e^{-2x} = \lambda$ を, 分母積分には $e^{-2x} = \lambda'$ の置換を行なうと出力電圧は次のように表わされる。

$$V_D^3 = \frac{I_{in}}{2t \sigma_B \cos \theta} \int_q^\infty \frac{e^{\frac{2\theta}{\pi}x}}{\sqrt{\frac{4k}{(1+k)^2} + \sinh^2 x}} dx \\ \int_0^\infty \frac{\cosh \frac{2\theta}{\pi}x}{\sqrt{\frac{(1-k)^2}{(1+k)^2} + \sinh^2 x}} dx \dots (14)$$

ここで,

$$q = \ln \{ [(1+p)(p-k)] / [(1-p)(p+k)] \}^{1/2} \dots (15)$$

k は形状 l/w を表わすパラメータとして (5) 式に, p は出力電極の位置 y を表わすパラメータとして (6) 式に, その関係が与えられる。四端子素子の場合の出力電圧は, 三端子素子の場合の結果を組合せて得られる。

3. 理論特性

方向性磁電変換素子の出力電圧は, 前項で導出した (14) 式の分子積分のみが印加磁界の方向, すなわちホール角の符号に依存し, その振舞は指数関数的で, 他のホール角に関する部分はホール角の符号に無関係であるため, 全体として非対称な磁界特性を示す。

第1図 (b) の三端子素子のように, 出力電極が入力電極間の側辺の中央にある場合, すなわち, $y=l/2$ の場合の三端子方向性磁電変換素子の出力電圧の特性解析を詳細に行なって, 素子の形状およびホール角依存性を明らかにすると共に, 素子の性能指数を定義して非対称な磁界特性について議論する。

〈3・1〉 磁界特性 $y=l/2$ では, (5) 式および (6) 式から $p=\sqrt{k}$, $q=0$ となるから, この値を (14) 式に代入し,

$$e^{\frac{2\theta}{\pi}x} = \cosh\left(\frac{2\theta}{\pi}x\right) + \sinh\left(\frac{2\theta}{\pi}x\right)$$

の関係を用いると, 力電圧を表わす式は二つの項に分かれ, 第1項は長さや幅と厚さが同じ長方形磁気抵抗素子の入力電極間の電圧 V_M の $1/2$ に等しく, 第2項は同一形状の四端子ホール素子のホール電圧 V_H の $1/2$ に等しい⁽⁵⁾。従って, $y=l/2$ の場合の三端子方向性磁電変換素子の出力電圧は次のように表わすことができる。

$$V_D^3_{y=l/2} = (V_M + V_H)/2 \dots (16)$$

同じ形状の磁気抵抗素子とホール素子の出力電圧の比 V_H/V_M をとって調べてみる。

(14)式を前述のように二項に分割して、第1項と第2項の比を求めると、

$$V_H/V_M = \int_0^\infty \frac{\sinh \frac{2\theta}{\pi} x}{\sqrt{\frac{4k}{(1+k)^2} + \sinh^2 x}} dx$$

$$\int_0^\infty \frac{\cosh \frac{2\theta}{\pi} x}{\sqrt{\frac{4k}{(1+k)^2} + \sinh^2 x}} dx \dots (17)$$

となる。この関係式を数値解析した結果を第3図に示す。図から明らかなように、強磁界領域 ($|\tan \theta| \gg 1$) では $|V_H/V_M| \approx 1$ となるため、 V_M と V_H が同符号となる場合の磁界方向に対しては、出力電圧は入力電圧 ($V_{in} \equiv V_M$) またはホール電圧にほぼ等しくなり、反対方向の磁界方向に対して出力電圧がほとんど現われない。第1図(c)に、代表的な形状の素子について(16)式の関係が図示されている。

種々の形状の三端子方向性磁電変換素子について、ホール角依存性を調べるために、(14)式に $q=0$ を代入して数値解析した結果を第4図に示す。縦軸は出力電圧を、入力電流を素子の厚さと導電率で除した値で正規化してあり、横軸はホール角の正接で、材料の種類によらない一般的な出力特性を示す。

非対称な磁界特性を示す三端子の方向性磁電変換素子の出力電圧は、 $|\tan \theta| \gg 1$ 、 $0.5 < l/w < 2$ の範囲で、磁気抵抗素子とホール素子の強磁界領域 ($|\tan \theta| \gg 1$) の近似式⁽⁵⁾と(16)式とから次の近似式で表わされる。

$$V_{D^3 y=l/2} \approx \frac{I_{in}}{2t\sigma_B} \left\{ \left(1 + \frac{\theta}{|\theta|} \right) \tan \theta \right.$$

$$\left. + \frac{2}{\pi} \left(\ln \frac{1-k}{2\sqrt{k}} - \frac{\theta}{|\theta|} \ln \frac{1+\sqrt{k}}{1-\sqrt{k}} \right) \right\}$$

$$\dots \dots \dots (18)$$

となる。

ホール角が正符号の場合、 k に関する項は $\tan \theta$ に関する項より十分小さいため、出力電圧は $\tan \theta$ に比例し、ホール角が負符号の場合は、 $\tan \theta$ に関する項が消える。磁界がない場合の出力電圧で正規化し、(3)式を利用して書き換えると、

$$\theta > 0:$$

$$V_{D^3 y=l/2} / V_{D^3 y=l/2}(0) \approx 2 \frac{w}{l} \mu_{H_0} B$$

$$\theta < 0:$$

第3図 同一形状のホール素子と磁気抵抗素子の出力電圧の比 V_H/V_M のホール角依存性

Fig. 3. Ratio of Hall voltage and magnetoresistance voltage as a function of $\tan \theta$.

第4図 三端子方向性磁電変換素子の出力電圧のホール角依存性

Fig. 4. Output voltages of 3-terminal DGM devices normalized by $(I_{in}/t\sigma_B)$ as a function of $\tan \theta$.

$$V_{D^3 y=l/2} / V_{D^3 y=l/2}(0)$$

$$\approx \frac{2}{\pi} \frac{\sigma_0 w}{\sigma_B l} \ln \frac{(1+\sqrt{k})^2}{2\sqrt{k}}$$

$$\dots \dots \dots (19)$$

となる。ここで、 $V_{D^3 y=l/2}(0) = l I_{in} / (2wt\sigma_0)$ 、 σ_0 は無磁界のときの導電率で、ホール移動度を $\mu_{H_0} = \sigma_0 R_H$ とした。通常、導電率の磁界依存性は小さく、 $\sigma_0/\sigma_B = 1 \sim 2$ であるから、簡単な近似式(19)は、方向性磁電変換素子の非対称な磁界特性の特徴をよく表わしている。

実際に方向性磁電変換素子として用いるには、ホー

縦軸を正規化した値は無磁界のときの出力電圧で $V_D y = I_{D0} / (2t w \sigma_0)$ である。

$\mu_n = 78,000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_p = 750 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$

第5図 n形 InSb の方三端子向性磁電変換素子の相対出力電圧の磁界特性*

Fig. 5. Theoretical characteristics of n-InSb DGM devices with various geometries.

ル移動度が大きな半導体材料が望ましく、InSb, InAs, GaAs などが考えられ、その中でも電子移動度が最も大きい高純度単結晶の n 形 InSb について、理論的な出力特性を調べる。

室温で真性伝導を示す材料の n 形 InSb では、ホール角と磁束密度には次の関係がある⁽⁷⁾。

$$\tan \theta = \frac{-\mu_n B}{1 + \mu_n \mu_p B^2} = \frac{-\mu_n B}{(\sigma_0 / \sigma_B)} \quad (20)$$

出力電圧の磁界特性は、(14)式と(20)式からその関係が求められる。電子移動度を $\mu_n = 78,000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 、正孔移動度を $\mu_p = 750 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 、 $y = l/2$ として数値解析した結果を第5図に示した。縦軸は無磁界のときの出力電圧で正規化してあり、横軸*は磁束密度を示す。感度の大きい磁界方向では、素子の形状 l/w が小さいほど相対感度が大きく、磁束密度が大きい範囲で直線性を示し、反対側の磁界方向では形状依存性が小さく、ほとんど感度を示さない。この図の縦軸は相対出力がとってあるため、四端子素子にも適用できる。無磁界のときの四端子素子の出力電圧は三端子素子の場合の2倍になる。

〈3・2〉 性能指数 方向性磁電変換素子は著しく非対称な磁界特性を示すから、その非対称性を評価する性能指数 γ を、ホール角の大きさが等しくて符号の

*: n 形半導体の場合、(20)式で示したようにホール角と磁束密度は互いに異符号となるが、電子移動度が正孔移動度よりも十分大きい InSb では、n 形の材料を用いることが一般的であると考えられるため、特にこの場合に限って感度の高い磁界方向を正符号にとって横軸を表わした。

異なる場合の出力電圧の比として、次のように定義する。

$$\gamma \equiv V_D(+|\theta|) / V_D(-|\theta|) \quad (21)$$

(21) 式に (14) 式を代入すると、

$$\gamma = \frac{\int_q^\infty \frac{e^{\frac{2|\theta|}{\pi} x}}{\sqrt{\frac{4k}{(1+k)^2} + \sinh^2 x}} dx}{\int_q^\infty \frac{e^{-\frac{2|\theta|}{\pi} x}}{\sqrt{\frac{4k}{(1+k)^2} + \sinh^2 x}} dx} \quad (22)$$

となる。この式は三端子および四端子の両素子の場合に全く等しく適用できる。

$y = l/2$ の場合の性能指数について数値解析して得られた結果を第6図と第7図に示す。縦軸には性能指数を、横軸には l/w または $|\tan \theta|$ をとって、形状とホール角依存性を調べた。第6図で明らかなように、性能指数は $l/w < 0.5$ の場合に飽和値に達し、ホール角が大きいほど性能指数も大きい。一方、第7図において $|\tan \theta| > 1$ の場合には、性能指数は $|\tan \theta|$ に対して比例特性を示し、前述の近似式 (18) を (21) 式に代入すると、

$$\gamma_{y=l/2} \approx \pi \frac{|\tan \theta|}{\ln \frac{(1 + \sqrt{k})^2}{2\sqrt{k}}} \quad (23)$$

の近似式が成立ち、前述の詳細な解析結果の特徴をよく表わしている。

第6図 性能指数の形状依存性

Fig. 6. Dependence of the figure of merit on geometry l/w .

第 7 図 性能指数のホール角依存性

Fig. 7. Dependence of the figure of merit on $\tan \theta$.

第 6 図および第 7 図において、 $l/w \rightarrow 0$ の場合の $\gamma_{y=1/2}$ の最大値は、(22) 式で $q=0$ として、 $e^{-2x}=\tau$ および $\nu=1/2-|\theta|/\pi(>0)$ の置換を施し次式で表わされる関係式を利用して求めた。

$$\gamma_{y=1/2}(l/w \rightarrow 0) = \frac{\beta(\nu)}{\pi \operatorname{cosec} \pi \gamma - \beta(\nu)} \quad \dots (24)$$

ここで、 $\beta(\nu)$ はベータ関数である。

4. 試料と実験方法

高移動度半導体の高純度単結晶 InSb を用いて種々の形状の四端子方向性磁電変換素子を作成し、素子の入力電極に定電流を加え、更に入力電流に垂直に一樣な直流磁界を加えて、各電極間電圧を高入力インピーダンス電圧計で測定して磁界特性を調べた。測定はすべて室温にて行なった。

実験に用いた試料は、抵抗率が $0.0045 \Omega \cdot \text{cm}$ 、ホール移動度が $73,000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 、ホール係数が $330 \text{ cm}^3/\text{coulomb}$ の InSb ウェーハを両面研磨し、化学エッチングにより表面の加工層を除去して厚さを $60 \mu\text{m}$ とし、長さを $4.2 \sim 10.1 \text{ mm}$ 、幅を $2.4 \sim 3.5 \text{ mm}$ の長方形に切断し、両端に入力電極を、その中央に金属境界を、更に半導体側辺の中央に点状のホール電極を通る鉛錫はんだ付けにより取付けたものである。ホール電極の取り付け位置の中央からのずれは $|y/l-1/2| < 0.1$ で、その大きさは素子の長さの $1/10$ 以内であった。

5. 実験結果とその検討

代表的な形状の方向性磁電変換素子において、ホー

ル効果と磁気抵抗効果を同時に調べて出力電圧の特性と比較するために、更に一つのホール電極と中央の金属境界に外部リード電極を取付け、各電極間電圧の磁界特性を測定し、理論と比較した結果を第 8 図に示す。

方向性磁電変換素子の出力電圧は、四端子素子では三端子素子の 2 倍の値を示し、ホール効果と磁気抵抗効果の出力と本素子の出力との間には、前述の (16) 式の関係が成立していることがわかり、各実験値は理論値とも極めて良く一致しており、前述の理論が実際によく適用できることを示している。

第 9 図は、同じインゴットより切り出したウェーハを使用して、前述の作成方法により種々の形状の素子について測定した結果で、縦軸は磁界のない場合の出力電圧で正規化した相対出力を示し、横軸は印加した磁束密度を示す。各種の形状の素子の場合にも理論がよく適用できる。

磁界の印加方向による感度の非対称性を調べるために、第 9 図の結果を用いて性能指数を算出し、形状依存性を調べた結果を第 10 図に示す。

第 8 図および第 9 図において、出力電圧が小さい磁界方向で実験値が理論値より若干上まわり、反対側

方向性磁電変換素子の出力電圧は、 V_{cd} が四端子素子に、 $V_{cd'}$ が三端子素子に相当し、 $V_{cd'}$ は磁気抵抗効果を含む電圧であり、 $V_{cd''}$ はホール電圧である。実線は理論値で、 $\mu_n=73,000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 、 $\mu_p=750 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 、 $y=l/2$ として (14) 式と (20) 式と $V_D^*=2 V_D$ から算出。試料の形状は $2l=5.3 \text{ mm}$ 、 $w=2.4 \text{ mm}$ 、厚さが $60 \mu\text{m}$ である。

第 8 図 代表的な形状の方向性磁電変換素子の各電極間電圧の磁界特性*

Fig. 8. Measured voltages across respective electrodes of typical DGM device as a function of magnetic flux density.

縦軸を正規化した値は無磁界のときの出力電圧で、 $V_{Dy=l/2}(0) = I I_{in} / (t w \sigma_0)$ である。実験の理論値は、第8図の場合と同じ移動度の条件で(14)式と(20)式と $V_D = 2V_D^*$ から算出。

第9図 種々の形状の四素子方向性磁電変換素子の相対出力電圧の磁界特性*

Fig. 9. Experimental characteristics of 4-terminal DGM devices with various geometries.

実線の理論値は第9図と同じ条件で、(20)式と(22)式と $V_D = 2V_D^*$ の関係より算出し、破線は実験値を結んだもの。

第10図 第9図の各種の素子の性能指数と形状との関係

Fig. 10. Figure of merit of DGM devices in Fig. 9 as a function of geometry.

の磁界方向では逆に実験値が若干下まわる結果となっている。この原因としては、ホール電極の取り付け位置のずれとホール電極の大きさを有限とした場合に起る短絡効果が考えられる。前者では、ホール電極の位置 y を変えて(14)式から数値解析すると、高感度側の $y > l/2$ の場合に実験結果のような磁界特性を示すが、低感度側では素子の形状に依存して、同一の傾向を示さない。一方、後者では、磁界の方向に無関係にホール効果を低めるが⁽⁸⁾、電流電極付近で発揮される磁気抵抗効果にはほとんど影響しないから、(16)式

の関係により実験値と理論値とのずれを説明できる。更に、どの形状の場合にも同様な傾向の相違が生じるため、本実験値の理論値からのずれは、後者の原因によるものと考えられる。

第10図の実験値と理論値との誤差が比較的大きいのは、低い感度の磁界方向で、出力電圧がホール効果と磁気抵抗効果との差として表わされるために誤差が相対的に大きく現われ、比として算出した性能指数には、更にその傾向が強調されている。

このような誤差の原因を除去するには、フォトリソグラフ技術を利用して、素子の作成精度を高めれば、理論的に期待できる特性が得られると思われる。

6. 結 論

半導体の磁電現象のホール効果と磁気抵抗効果とを同時に利用して、出力電圧の磁界特性に著しい非対称な感度の磁界方向依存性をもたせた方向性磁電変換素子について、三端子素子を基本として理論を展開し、実験と比較した。理論では、等角写像変換法により電位解析をして出力電圧を求め、 $y=l/2$ の場合について出力特性を調べた。四端子素子では、三端子素子の2倍の出力電圧を示し、理論が等しく適用できる。

高移動度半導体材料の n 形 InSb を用いて各種の形状の試料を作成して磁界特性の実験を行なった結果、実験値は理論解析の結果と極めて良い一致を示し、原理が証明され、設計理論が確立された。

方向性磁電変換素子は、高い感度を示す磁界方向では、出力電圧が磁気抵抗効果とホール効果の和の特性を示し、 $\tan \theta \gg 1$ の領域でホール移動度と磁束密度に比例する。一方、低い感度を示す磁界方向では、磁気抵抗効果とホール効果の差となって、出力電圧はほとんど磁界依存性がなく、また形状依存性も極めて小さい。この著しい非対称な感度の磁界特性を評価するため、両方向の磁界に対する出力の比をとった性能指数は、理想的な電極と形状を備えた長方形素子の l/w が小さいほど大きくなり、 $l/w < 0.5$ ではほぼ飽和値に達する。代表的な例として、n 形 InSb では、磁束密度が約 10 kG の場合、性能指数は約 20 の値となる。

方向性磁電変換素子の材料や製作技術などは、従来のホール素子や磁気抵抗素子の場合と全く同じであり、その応用分野としては特定の方向の磁界のみに敏感な高性能磁気センサのみならず、磁界の方向の識別に用いても有効であり、特に無ブラシモータへの利用も考えられている⁽⁹⁾。

終わりに、この研究を進めるにあたり、日頃より有益な御助言をいただいた山田秀夫主任研究官、藤定広幸主任研究官をはじめ、当所固体デバイス研究室の方々に深く感謝いたします。

(昭和51年12月20日受付、同52年9月2日再受付)

文 献

(1) 例えば、片岡：磁電変換素子，信学誌 56, 201 (昭48)

- (2) S. Kataoka, et al.: Proc. IEEE, 59, 1349 (1971)
- (3) 杉山・山田・片岡：信学会；半導体トランジスタ・電子部品材料研究SSD 73-19 (昭 48)
CPM 41
- (4) R. F. Wick: J. Appl. Phys. 25, 741 (1954)
- (5) H. Lippmann & F. Kuhrt: Z. Naturforsch. 13a, 462 (1958)
- (6) 宇田川：電磁気学 (昭 39) オーム社
- (7) C. Hilsum & A. C. Rose-Innes: Semiconducting III-V Compounds (1961) Pergamon Press
- (8) J. Haeusler & H. Lippmann: Solid State Electronics 11 173 (1968)
- (9) 片岡：無ブラシモータ，特許 847313 号