

このPDFは、CQ出版社発売の「実用マイクロ波技術講座-理論と実際-第4巻」の一部の見本です。  
 内容・購入方法などにつきましては是非以下のホームページをご覧ください。  
<http://www.cqpub.co.jp/hanbai/books/79/79741.htm>

## 第13章 フェライトを用いたマイクロ波回路

フェライトをマイクロ波回路に利用する場合、フェライトに直接磁界を加えるなり、または角形性の強いフェライトを用いるなりして飽和状態にして用いる場合と、全く飽和させない状態にして用いる場合とがある。前者の場合にはフェライトの損失が少ないため無損失なマイクロ波回路に多く利用される。また後者の場合にはフェライトの損失を利用した吸収体に多く利用される。

本章では前者の場合を扱う。

### 13.1 フェライトのもつマイクロ波特性と回路への応用の概説

#### 13.1.1 テンソル透磁率をもつこと及び高周波磁界の回転方向によって透磁率が違うこと

[一般基礎 21]

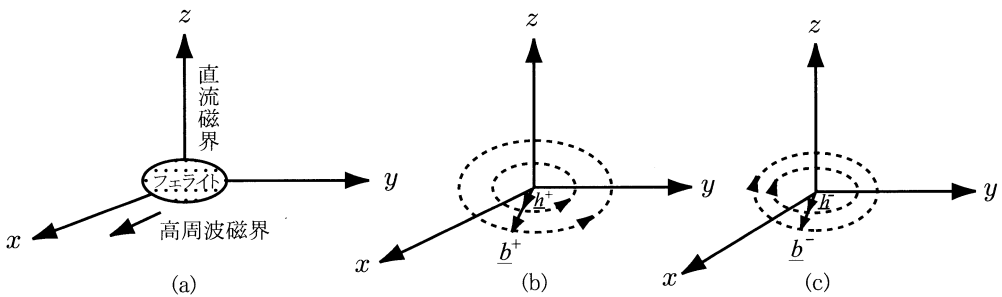


図 13.1 回転する高周波磁界の回転方向によって透磁率が違う模様

いま図 13.1(a) のようにフェライトの外から  $z$  軸方向に直流磁界を加え、その直流磁界と垂直な面すなわち  $xy$  面上に磁界成分をもつ高周波をフェライトに加えたとして。そしてこの高周波磁界が同図 (b) のように直流磁界の方向に向かって右回りの回転磁界  $h_+$  である場合には、それに伴う磁束  $b^+$  もやはり右回りの回転磁束となり、常に磁束は磁界と同じ方向を向いている。そしてその比を  $b^+/h^+ = \mu_+ \mu_0$  とすれば  $\mu_+$  は正の回転比透磁率とよばれる。つぎに同図 (c) のように高周波磁界が左回りの回転磁界  $h^-$  である場合には、やはり左回りの回転磁束  $b^-$  を生じ、常に磁束と磁界とは同じ方向を向いている。そこで  $b^-/h^- = \mu_- \mu_0$  とすれば  $\mu_-$  は負の回転比透磁率とよばれる。

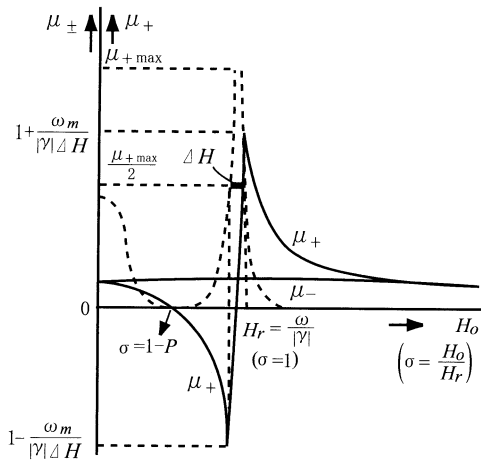


図 13.2 正負円偏波比透磁率の  
実数部と虚数部

いまで述べたことは普通の磁性材料でも生じる当然の現象である。ところがここで注意しなければならないことは、 $\mu_+$  と  $\mu_-$  とが異なる値をもつということである。図 13.1 でいえば、 $H > H_r$  のとき  $\mu_+ > \mu_-$  のようになっている。そしてこれらの  $\mu_+$  と  $\mu_-$  は図 13.2 のようにフェライトに加える直流磁界でも変化する。いま  $b^\pm$  と  $h^\pm$  との関係を (1) 式に示す。

$$b^+ = \mu_0 \mu_+ h^+ \quad b^- = \mu_0 \mu_- h^- \quad (1)$$

以上は回転磁界について説明したが、一般に回転磁界は直交座標系を用いても示すことができる。すなわち回転磁界面内  $xy$  に座標を選び磁束の  $x, y$  成分を  $b_x, b_y$  とし、磁界の  $x, y$  成分を  $h_x, h_y$  とするならば、上記の  $\mu_+$  と  $\mu_-$  とを使って、

$$\left. \begin{aligned} b_x &= \mu_0 (\mu h_x - j \kappa h_y) \\ b_y &= \mu_0 (j \kappa h_x + \mu h_y) \end{aligned} \right\} \quad \begin{aligned} \mu &= \frac{\mu_+ + \mu_-}{2} \\ \kappa &= \frac{\mu_- - \mu_+}{2} \end{aligned} \quad (2)$$

のごとく書き表すことができる。そしてこの式は、磁束ベクトルを磁界ベクトルの一次ベクトル関数で示したものである。数学では、このようにベクトルとベクトルとを一次関数で結びつけるとき、この式の係数からなる四つの数（一般に  $n$  次のベクトルの場合には  $n^2$  箇の数）

$$\begin{array}{cc} \mu_0 \mu & -j\mu_0 \kappa \\ j\mu_0 \kappa & \mu_0 \mu \end{array}$$

のことをテンソルと呼んでいる。そしてこの場合のように四つの数を行列で並べたとき、行列の対称項の符号が反対である場合を非対称テンソルであると呼んでいる。さて以上のように、磁束と磁界とは、上記のテンソル量によって結びつけられるので、これをテンソル透磁率とよんでいる。これに比べて直流磁界の加わらない場合には、上記のテンソルは

$$\begin{array}{cc} \mu_0 \mu & 0 \\ 0 & \mu_0 \mu \end{array}$$

となるので  $b_x = \mu_0 \mu h_x \quad b_y = \mu_0 \mu h_y$   
となり、  $i_x b_x + i_y b_y = \mathbf{b}, \quad i_x h_x + i_y h_y = \mathbf{h}$  とすれば  
$$\mathbf{b} = \mu_0 \mu \mathbf{h}$$

のごとく磁束ベクトルと磁界ベクトルとは一つのスカラー量で結ばれる。このような透磁率をスカラー透磁率と呼んでいる。

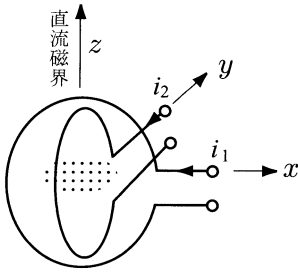


図 13.3 フェライトが非可逆特性を示す簡単な 1 例

さて以上のような非対称テンソル透磁率をもつ媒質を含む回路はどのような性質をもつであろうか。たとえば図 13.3 のように  $xz$  面内の線輪に  $i_1$  の電流を流し、 $yz$  面内の線輪に  $i_2$  の電流を流して、それぞれ直交して配置された線輪の中央にフェライトを置いて  $z$  方向に磁化した場合を考えよう。この場合には、 $i_2$  および  $i_1$  は  $h_x$  および  $h_y$  に比例し、またおのおのの線輪両端の電圧  $v_2$  および  $v_1$  は  $b_x$  および  $b_y$  に比例するから、結局 (2)

式から次のような定性的な関係が得られる。

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix} = z_0 \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa \\ i_k & \mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} \\ z_{21} & z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix}$$

このように  $z_{12} \neq z_{21}$  であり、これは回路網でいうところの非可逆回路である。この非可逆回路には種々の回路構成を用いたサーキュレータ、アイソレータなどがある。また直流磁界の向きを変えると  $z_{12}$  と  $z_{21}$  が交換されるから、これらの性質はスイッチなどに応用される。さて実際の応用例として、非可逆移相器とサーキュレータについて以下具体例を示す。

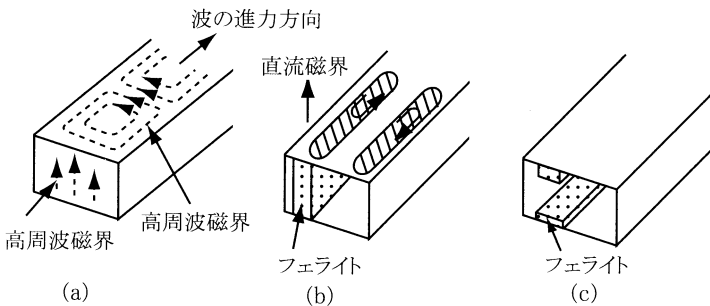


図 13.4 非可逆移相器の原理と構造を示す図

いま図 13.4(a) のような導波管の中を電波が通っている場合に、導波管の中の高周波磁界は同図の点線のようにうずをまきながら波の伝播方向に進んでいる。したがって導波管中の同じ位置で高周波磁界をながめてみると、図 13.4(b) のように導波管の左のほうと右のほうとでは高周波磁界は時間の経過とともに回転し、その回転方向はおのおの逆向きである。

そこでいま、図 13.4(b) のような位置にフェライトを入れて直流磁界を加えるならば、向こうに進む波に対しては  $\mu_+$  の透磁率に働き、こちらに進む波に対しては  $\mu_-$  の透磁率として働く。したがっていまかりに  $\mu_+ < \mu_-$  のときには向こうに進む波のほうがこちらに進む波よりも速く進むので、結局前者のほうが導波管中の位相回転は少ない。このように波の進む方向によって入出力の位相差が違回路を非可逆移相器とよんでいる。

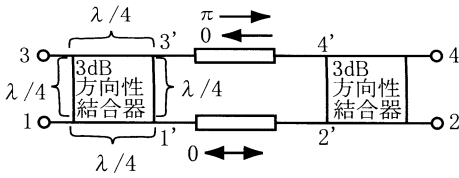


図 13.5 非可逆移相器を用いた 4 開孔サーキュレータ

つぎにこのような非可逆移相器と 3dB 方向性結合器とを、図 13.5 のように組み合わせると以下にのべるように循環回路ができる。図 13.5 の 3dB 方向性結合器として、同図のように 4 つの  $\lambda/4$  線路からなる 2 分岐方向性結合器を考える。そうして非可逆移相器としては、右へ進む波は  $\pi$  ラジアン位の

相遅れで左へ進む波は零位相であるものを考える。いま 1 に入った波は 2 通りのコース、 $1 \rightarrow 1' \rightarrow 2' \rightarrow 2$  の波と  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 3' \rightarrow 4' \rightarrow 4 \rightarrow 2$  の波とに分かれる。そしてこれらの波は端子 2 で重なるが 4 では逆位相となる。また 2 分岐方向性結合器の性質として 1 にはいった波は 3 には生じない。

このような理由で 1 にはいった波は 2 にしか生じない。同様な考察を行うことにより、結局  $\rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$  の順序で波は循環することになる。このような回路をサーキュレータ（循環回路）とよんでいる。

さてこのようなサーキュレータは、上記の回路のほかに図 13.5・5 のように Y 分岐回路の中心点にフェライトを挿入しても得られる。このサーキュレータが  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$  と循環するものとしよう。いま端子 3 に吸収抵抗を接続するならば  $1 \rightarrow 2$  へは波は伝送するが、2 へ加わった波はすべて 3 につながった吸収体に吸収されるため、端子 1 には生じない。したがって端子 1 と 2 だけ着目すると、一方向にだけ波が伝播するが逆方向の波はすべて回路内で吸収されて相手方に出てこないことになる。このような回路をアイソレータ（単向管）とよんでいる。ちょうど道路でたとえるならばサーキュレータはロータリに相当し、アイソレータは一方通行道路に相当する。

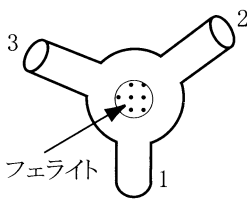


図 13.6 回転対称形 3 開孔サーキュレータ

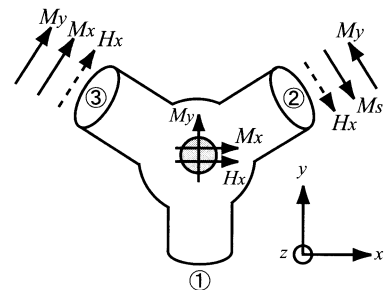


図 13.7 分岐点にあるフェライトの作用

さて図 13.6 がサーキュレータになりうるという物理的な説明は図 13.7 のような磁界と磁化のモデルを考えるとわかり易い。即ち図 13.7 の開孔 ① に高周波を加えてその高周波磁界が中心で  $x$  方向をもつものとする、それは ② 及び ③ にはそのベクトル成分として点線のような方向に現れる。この場合フェライト中には磁化  $M_x$  成分と  $M_y$  成分が発生する。これは (1-2) 式で