

図 8.1 正負円偏波透磁率

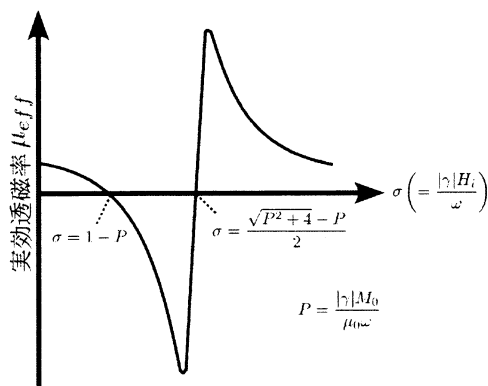


図 8.2 実効比透磁率 μ_{eff} の直流磁界に対する値

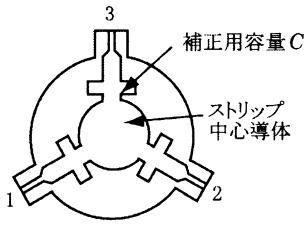
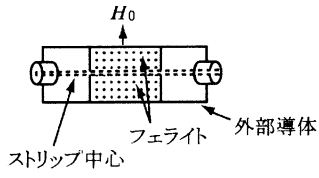
8.2 サーキュレータとアイソレータ

8.2.1 サーキュレータの原理と構造 [8-3]

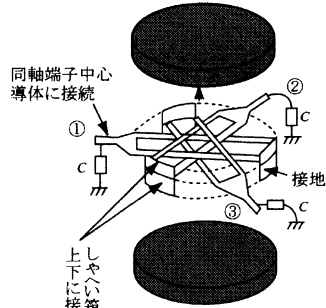
直流磁界に垂直な面内の高周波回転磁界は図 7.1 のような異なる透磁率をもつことを利用するには、マイクロ波回路の中で、回転磁界の発生する場所を探し、そこにフェライトを挿入すれば非可逆回路ができる。例えば TE_{10}^{\square} 導波管では E 面に近い所に挿入すると、波の進行方向により μ_+ と μ_- の差が生じるから、伝播定数も異なり従って非可逆位相器ができる。これと 3dB 方向性結合器を組み合わせると、4 開孔サーキュレータができる。サーキュレータとは $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$ と信号が開孔を循環して進むもので逆はないということである。即ち $S_{21}, S_{32}, S_{43}, S_{14}$ は損失がなければ全て大きさは 1 で $S_{12} = S_{23} = S_{34} = S_{41} = 0$ であるものをいう。

また円形 TE_{11}° 導波管も、管軸のまわりに回転するモードが存在する。従って管軸にフェライト棒を挿入し、管軸方向に直流磁界をかければやはりサーキュレータができる [8-2]。

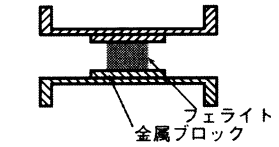
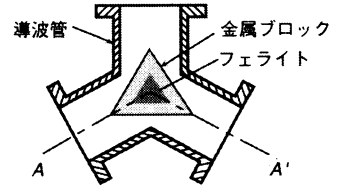
また回転対称 (1 つの軸のまわりに $360^\circ/n$: (n は開孔の数) 回転しても構造が変わらないもの) の例えば 3 開孔に三相交流でいう正相または逆相励振すれば、真中の位置には正または負の回転磁界ができる。従って 3 開孔回路の真中にフェライトをおき、軸方向に直流磁界を加えて設計するとサーキュレータができる。この種のを Y サーキュレータと呼び、ストリップ線路型、集中定数型及び導波管型がありそれらの構造を図 8.3(a), (b) 及び (c) に示す。



(a) ストリップ線路サーキュレータ



(b) 集中定数 Y サーキュレータ



(c) 導波管サーキュレータ

図 8.3 Y サーキュレータ

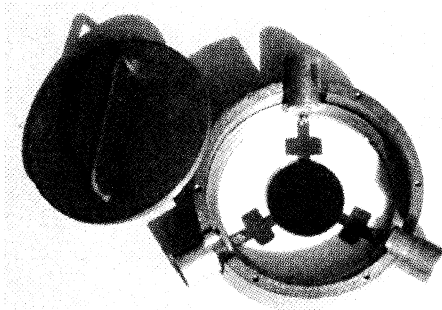


写真 8.1 ストリップラインサーキュレータ

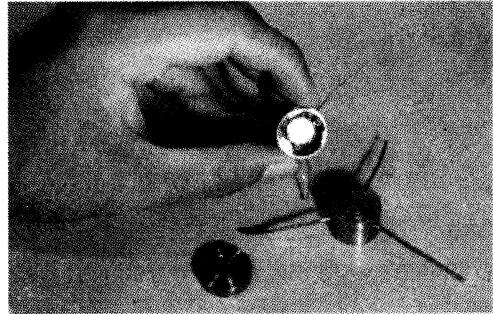


写真 8.2 小型集中定数サーキュレータ

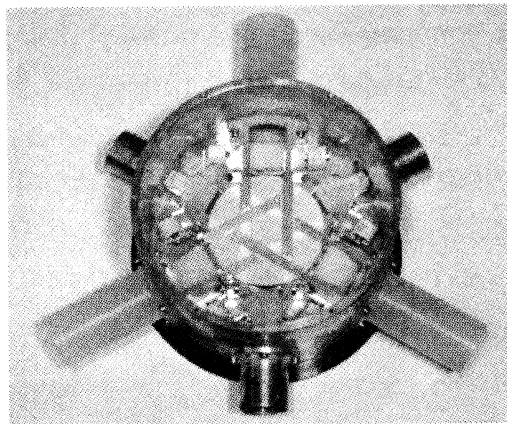


写真 8.3 連続 CW1kw 集中定数サーキュレータ (強制空冷)

8.2.2 Y サーキュレータの固有ベクトルと固有値による考察

Y サーキュレータは3つの回転対称の回路であるため、第3章の1節で述べた固有ベクトルと固有値で設計すると便利でまた調整や特性改善に役立つ。結論からいうと、回転対称の固有励振は、三相交流で用いる正相・逆相及び零相励振であり、これらに対応したインピーダンス(またはアドミッタンス)をスミス図表上にプロットして円の中心とを結んだ線をつくると、お互いに3つの線は 120° ずつの間隔になければならないという事である。この結論を以下に誘導する。

いま開孔に振幅1ボルトの入射波が加わった場合を考えてみよう。この入射波は、次に示すように各端子を同位相の入射波で励振したものと、左ネジ及び右ネジの向きに位相の回転する回転励振の入射波に分解することができる。すなわち、これら3つの励振法に対する入射波を示すと、

	同相励振	(逆相励振) 左ネジ励振	(正相励振) 右ネジ励振	合計
端子1では	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	1
端子2では	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}e^{j\frac{2\pi}{3}}$	$\frac{1}{3}e^{-j\frac{2\pi}{3}}$	0
端子3では	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}e^{-j\frac{2\pi}{3}}$	$\frac{1}{3}e^{j\frac{2\pi}{3}}$	0

となり、これらの合計が開孔1のみに入射波を加えたことに相当することが了解できよう。いま同相励振のときの反射係数が s_1 、正相励振の反射係数が $s_1e^{j\frac{2\pi}{3}}$ 、逆相励振の反射係数が $s_1e^{-j\frac{2\pi}{3}}$ に調整されたとすると、各端子の反射波は各端子について

	同相励振	逆相励振	正相励振	合計
端子1では	$\frac{1}{3}s_1$	$\frac{1}{3}s_1e^{-j\frac{2\pi}{3}}$	$\frac{1}{3}s_1e^{j\frac{2\pi}{3}}$	0
端子2では	$\frac{1}{3}s_1$	$\frac{1}{3}s_1$	$\frac{1}{3}s_1$	s_1
端子3では	$\frac{1}{3}s_1$	$\frac{1}{3}s_1e^{j\frac{2\pi}{3}}$	$\frac{1}{3}s_1e^{-j\frac{2\pi}{3}}$	0

となる。そして、これらの合計は開孔2にのみ生じて他の端子には生じない。反射波は、開孔から外向きに向かう波を意味するから、結局開孔1に加わった高周波は開孔2から出ていく事がわかった。以上述べたように逆相励振と正相励振とで反射係数が異なり、それもスミス図表上で 120° ずつ等間隔でひらいた位置に相当したものでなければならない。これを図示すると図8.4のようになる。

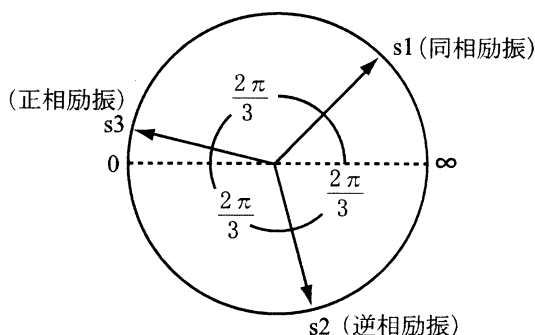


図 8.4 スミス図表上での3つの励振に対する反射係数の位置(サーキュレータの場合) [これはアドミッタンスのスミス図表を 180° 回転したもの]

いま、逆相励振と正相励振を行った場合、中央すなわちフェライトの位置では最も電界が弱く、強い回転磁界を生じている。そしてその回転の向きは励振によって異なるため、前述のようにフェライトの透磁率も異なる。従ってこれが各々の励振の場合の反射係数 s_2 及び s_3 の違いを生じる原因となっている。これで、先ほど述べたように μ_+ と μ_- の差がサーキュレータに必要な要素である事が理解できたと思う。

このように正相、逆相励振時のフェライト中における透磁率 μ_+ 及び μ_- の差、ひいては磁気エネルギーの差が非可逆性に寄与していることが分かったが、実際にはフェライト以外の部分でも高周波磁界、従って磁気エネルギーが存在する。ところがこのような部分は透磁率は回転磁界の向きに関連しないので、非可逆性には寄与せず、いたずらにサーキュレータの比帯域幅を狭めるように働く。またフェライト内部においても、必ずしも全領域で完全回転磁界であるとも限らず、直線偏波のところも存在する。もちろんこのような部分も単に直線偏波に付随した磁気エネルギーを増すのみで、非可逆性に寄与しない。

このような意味でサーキュレータ(一般に非可逆素子全般にこのことがいえる)の比帯域幅は、サーキュレータ内に含まれる全磁気エネルギーに対して、フェライト内で回転磁界に寄与している部分の磁気エネルギーの比(これを今後、非可逆性充てん率 nonreciprocal filling factor と呼び k_f で示すことにする)が大きいほど比帯域幅が広い。後で述べる集中定数サーキュレータはこのことを考慮している。またフェライト中の磁気エネルギーが同じでも μ_+ と μ_- の差が大きいほど非可逆性が顕著になる事もいうまでもない。従ってこの差を表わす量として $(\mu_+ - \mu_-)/(\mu_+ + \mu_-) = \eta$ を考えると η が大きいほど必要な磁気エネルギーが少なくてすむので比帯域幅が広がる。(比帯域幅は回路中の全リアクティブエネルギーに比例し、磁気エネルギーはその半分であるゆえ)このような物理的意味で、比帯域幅 w は次式のようになる [8-4]。

$$w = 2\sqrt{3}|S''|\kappa_f\eta \quad (8.4)$$

ここで $|S''|$ は入力に1ボルトの入射波を加えた場合に逆方向の端子に $|S''|$ ボルト以内の信号が現れることを意味する。比帯域幅 w と $|S''|$ との説明を図 8.5 に示した。

次に挿入損失を考えてみよう。挿入損失 L [dB] は内部の磁気エネルギーと電気エネルギーにそれぞれの $\tan \delta$ を乗じて求まる損失電力が少ないほど小さい。従って、リアクティブエネルギーが少ないほど少なく、また $Q (= 1/\tan \delta)$ が大きいほど少ない。一方、先ほど述べたようにリアクティブエネルギーは η が大きいほど少なくてすむから結局挿入損失は η と Q 値に逆比例する。