

(106) 電磁波工学

フェライト体積波モードを用いた非可逆 CRLH 線路に関する数値的検討

A Numerical Study on Nonreciprocal CRLH-TL Using Ferrite Volume Mode

三宅 真子 大久保 賢祐 岸原 充佳

Mako Miyake Kensuke Okubo Mitsuyoshi Kishihara

岡山県立大学 情報工学部

1 はじめに

遮断導波管の負の実効誘電率 ϵ_{eff} と磁化されたフェライトの負の実効透磁率 μ_{eff} を利用した左手系フェライト導波路(LHFWG) [1] に反平行(AP)な磁界を印加することで非可逆位相特性をもつ AP-LHFWG [2] が報告されている. 最近我々は, μ_{eff} が正の周波数帯域で動作するフェライト体積波モードを用いた新しいタイプの非可逆右手/左手系複合伝送線路(NR-CRLH-TL)が提案している[3]. 本稿ではこの NR-CRLH-TL について数値解析を行い動作周波数の構造パラメータおよび印加磁界依存性の検討をおこない印加磁界によって動作点を掃引できること, およびフェライト装荷部の長さを調整することで単位セルにおける順方向と逆方向の位相差を最大値である π にできること, さらに所望の動作周波数を得るためのフェライト装荷部の長さおよび印加磁界を明らかにしている.

2 構造

図1に問題の構造を示す. 幅 w , 高さ h の方形導波管に長さ l_f , 厚さ h のフェライトを装荷した長さ l の単位セル (図1(a)) を5つ接続して構成された周期構造に入出力マイクロストリップ線路が接続されている (図1(b)). フェライトの中央部には幅 g_{fr} の空隙が設けられ, 直流磁界 $\mu_0 H_0$ がそれぞれ反平行($\pm z$)に印加されている. フェライトを装荷した導波管における TE モードに対する実効比透磁率は $\mu_{\text{eff}} = (f_M^2 - f^2)/(f_0^2 - f^2)$ で与えられ $f_0 < f < f_M$ の区間で負となる. ここで $f_0 = \sqrt{f_h f_m}$, $f_M = f_h + f_m$, $f_h = \gamma \mu_0 H_0 / 2\pi$, $f_m = \gamma \mu_0 M_s / 2\pi$, M_s はフェライトの飽和磁化, $\gamma = 1.76 \times 10^{11} \text{ rad s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$ は磁気回転比である.

基本的な構造は $\mu_{\text{eff}} < 0$ の周波数帯域で動作する従来型[2]に似ているが単位セルに占めるフェライト装荷部の長さの比 l_f/l が5倍程度大きい.

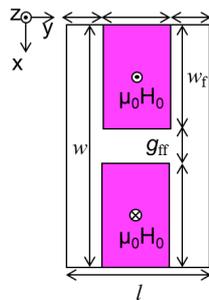
3 分散曲線

周期構造の分散関係式は単位セルの ABCD 行列を用いて次式のように表せる[4].

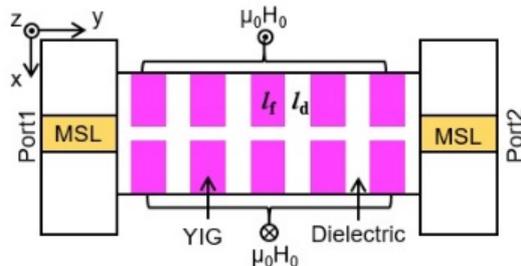
$$e^{j\beta l} = \left\{ (A + D) \pm \sqrt{(A + D)^2 - 4(AD - BC)} \right\} / 2. \quad (1)$$

有限要素法を用いて計算した単位セルの ABCD 行列を(1)式に代入して図2(a)の分散曲線を得る. 図中に示すフェライトの飽和磁化 M_s , 比誘電率 ϵ_r その他のパラメータは比較のため l_f を除いては従来型[2]と同じに選んでいる. 同図には周波数軸に対して $\pm\beta$ が非対称な曲線, $n = 1 \sim 3$, が見られるが, 本稿では $n = 1$ の基本モードを取扱う. 破線で示す群速度が負となる曲線は端子2からの入力に対応し, その位相定数を β_2 と示す. 説明の便宜上この方向($-y$)を順方向とする.

印加磁界が平行(均一)な場合, $0 < \mu_{\text{eff}}$ の周波数帯域内で分散曲線はフェライト体積波モードによる左右対称の右手系(RH)モードの曲線となる. すなわち低点 P_B と高点 P_T はそれぞれ $\beta l = 0$ と $\beta l = \pm\pi$ に存在し, それぞれにおける群速度は0である. 一方, 反平行磁界の場合, 点 P_B および P_T は図2のようにシフトする. その結果 $\beta l = 0$ かつ



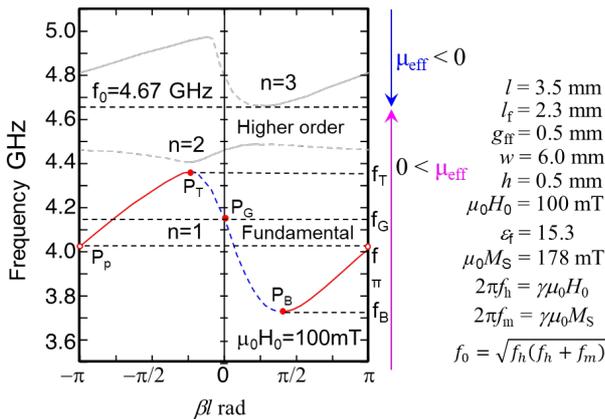
(a) 単位セル



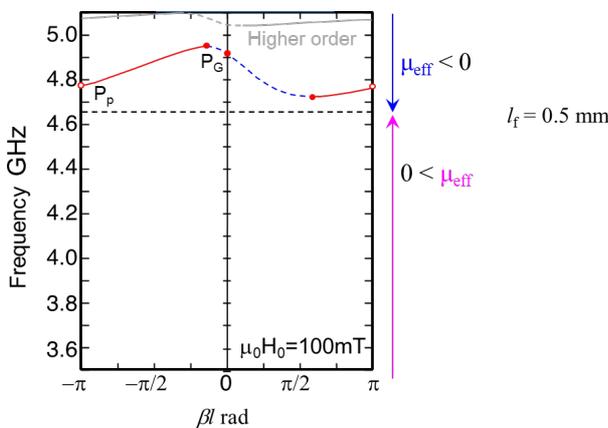
(b) 入出力 MSL を接続した NR-CRLH-TL

図1 問題の構成

有限の群速度を有する点 P_G および $\beta_1 l = \pm\pi$ かつ有限の群速度を有する点 P_P がそれぞれ出現する. 前者はバランス条件を満たした CRLH-TL にみられる Γ 点[5]と同様であり, 後者は $\beta_1 l = \pm\pi$ すなわち波長が $2l$, あるいは隣接単位セルが逆位相で動作する波が伝搬する NR-CRLH-TL 特有の伝搬である. また, NR-CRLH-TL にはバランス条件が存在せず P_G を含む動作帯域はバイアス磁界 $\mu_0 H_0$ の大きさによって容易に掃引可能である.



(a) フェライト体積波モードによる提案型



(b) LH フェライトモードによる従来型

図2 分散曲線

図2(b)に示す従来型[2]は $\mu_{\text{eff}} < 0$ の帯域内に現れる左手系フェライトモードによる左右対称の左手系 (LH) モードの分散曲線が反平行磁界によってシフトすることで点 P_G および P_P が同様に出現したものであるが, これらの点は前述のように RH モードの分散曲線のシフトによっても現れる. 本稿で取扱う新型は LH モードより低域 (f_0 以下) に存在する RH モードを基本としているので, 同じ導波管幅 w において動作周波数が約 18% 低くなっている. また帯域幅は約 2.6 倍である.

図3に印加磁界を $\mu_0 H_0 = 100 \text{ mT}$ とした場合の動

作点 P_G, P_P および伝搬帯域 f_B, f_T のフェライト装荷長 l_f 依存性を示す. 同図より f_π は伝送帯域 ($f_B \sim f_T$) のほぼ中央に存在し l_f が大きくなるにつれて動作周波数が低く, 帯域幅が広がることわかる. また, $l_f = 2.9 \text{ mm}$ のとき f_B と f_T のほぼ中央の 3.8 GHz で $f_G = f_\pi$ となることわかる. このときの分散曲線を図4に示す. 同図より f_G は伝送帯域の中央に存在し①LHとRHにほぼ同じ幅の動作帯域をとることができる. ②点 P_G 付近では分散曲線はほぼ直線とみなせ, 周波数によらず群速度が一定となることわかる. これらのことから, $f_G = f_\pi$ となるようにパラメータを調整すると良いことがわかる. また, このとき順方向と逆方向の位相差 $|\beta_2 l - \beta_1 l|$ は最大値の π となっており, 単位セルはジャイレータとしても動作している.

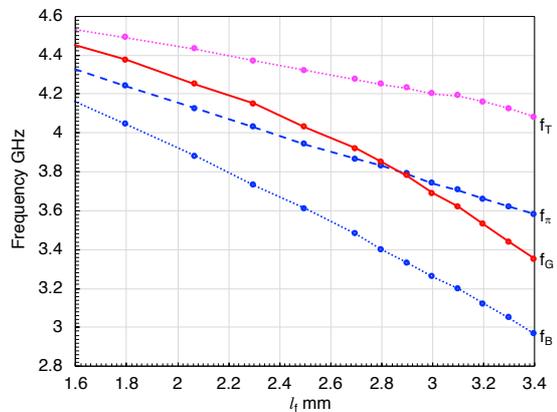


図3 フェライト装荷長と動作周波数の関係

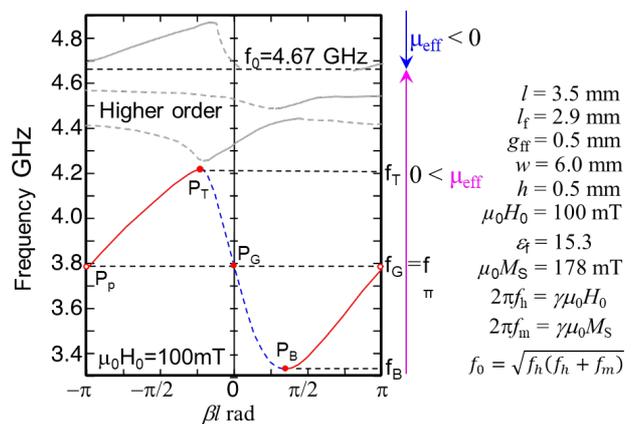


図4 $f_G = f_\pi$ のときの分散曲線

図5は $l_f = 2.9 \text{ mm}$ とした場合の f_G, f_π, f_B , および f_T の印加磁界 $\mu_0 H_0$ 依存性を示す. 同図より, 印加磁界を大きくすると動作周波数が高く, 帯域幅が広がることわかる. f_π は f_T とほぼ同じ傾きを有し 100 mT 付近では 25.5 MHz/mT で f_T の約 440 MHz 低域を推移している. f_G の傾きは f_π より小さく $\mu_0 H_0$ の増加に伴い f_T 付近から f_B

付近に移動し 100 mT 付近では 17.3 MHz/mT で推移しており, 84.5 mT ($f_G=3.49$ GHz) から 109.3 mT ($f_G=3.92$ GHz)では $|f_G - f_\pi|$ が 100 MHz 以下で動作点を掃引できることがわかる. またこの帯域付近では群速度はほぼ一定であると考えられる.

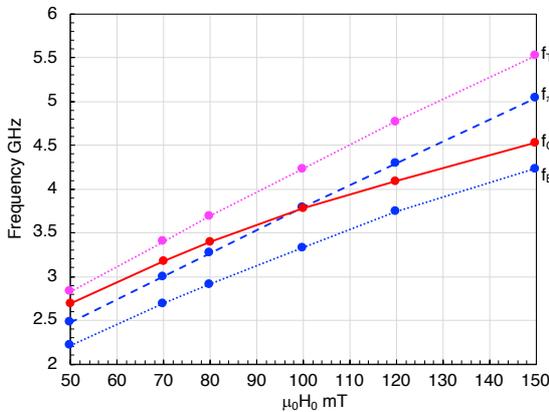


図5 印加磁界と動作周波数の関係

図6は図3および図5の手順で $f_G = f_\pi$ となるように $\mu_0 H_0$ および l_f を調節した場合の動作周波数 f_G と印加磁界 $\mu_0 H_0$, およびフェライト長 l_f の関係を示している. 同図より f_G を高くするには $\mu_0 H_0$ を強くかつ l_f を短くすれば良いことがわかる. f_G は 3.1 GHz から 8.8 GHz まで調整されているが, これは, 低域では l_f が単位セル長 l ($= 3.5$ mm) を超えて伸長できない, 高域では f_G がフェライトの実効透磁率が負となる境界 $\mu_0 H_0$ ($= 250$ mT) @9.06GHz を超えられないためである.

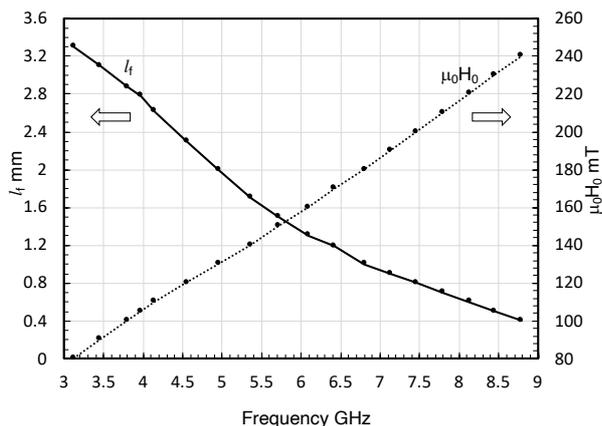


図6 動作周波数と印加磁界およびフェライト長の関係 ($f_G = f_\pi$ の場合)

図7は $f_G = f_\pi$ となるように $\mu_0 H_0$ および l_f を調節した場合の $\mu_0 H_0$ と f_B, f_G, f_T の関係である. 同図より印加磁界が増加するにつれて動作周波数 f_B, f_G および f_T が増加すること, 帯域幅 ($f_T - f_B$) が狭く

なることがわかる. また, 低域では f_G は動作帯域のほぼ中央に存在するが $f_G = 5$ GHz 程度以上では高域にシフトしていることがわかる.

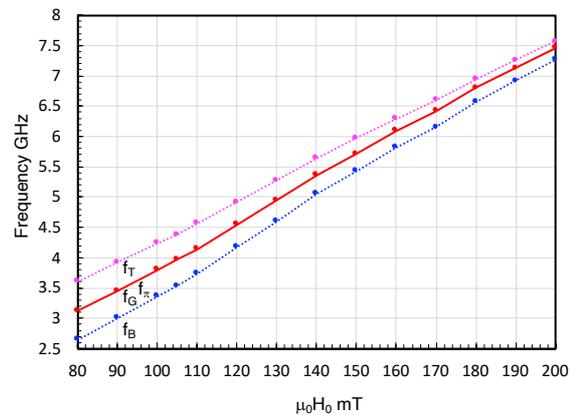


図7 印加磁界と動作周波数の関係 ($f_G = f_\pi$ の場合)

4 まとめ

最近提案された NR-CRLH-TL について数値解析を行い動作周波数の構造パラメータおよび印加磁界依存性の検討を行った. その結果, フェライト装荷部の長さを調整することで単位セルにおける順方向と逆方向の位相差を最大値である π にできること, 400MHz 程度であれば $f_G \approx f_\pi$ を維持しながら印加磁界によって動作点 f_G を掃引できること, また, $\mu_0 H_0$ および l_f を調節することで所望の周波数で $f_G = f_\pi$ となる構造を設計できることを示した. 本 NR-CRLH-TL は f_G を跨ぐ遅れ/進み位相を利用した可変移相器, 順方向のみに現れる f_G 付近の漏洩波領域を利用したビーム方向可変の非可逆アンテナ等への応用が考えられる.

参考文献

- [1] T. Ueda, T. M. Tsutsumi, "Left-handed transmission characteristics of rectangular waveguide periodically loaded with ferrite," IEEE Trans. Magn., vol.41, no.10, pp. 3532-3537, Oct. 2005.
- [2] T. Adachi, K. Okubo, M. Kishihara, H. Takimoto, "A numerical study on nonreciprocal property of antiparallel magnetized LH ferrite waveguide," Proc. of IEICE 2015 Vietnam-Japan MicroWave, p.95, August 2015.
- [3] K. Okubo, "A numerical study on nonreciprocal CRLH-TL using antiparallel magnetized ferrite loaded waveguide," Abstracts of PIERS 2018, p. 1828, August 2018.
- [4] R.E.Collin, Foundations for Microwave Engineering, McGraw-Hill, pp. 363-371, 1966.
- [5] A. Sanada, C. Caloz, T. Itoh, "Characteristics of composite right/left-handed transmission lines," IEEE Microwave and Wireless Compon. Lett. vol. 14, no.2 pp.68-70, Feb. 2004.