

第3章 電磁界共振結合の等価回路化

3.1 まえがき

前章において、電磁界共振結合による電力伝送用アンテナとその近傍現象について詳細に検討した。本章は、電磁界共振結合の理論を定式化することを目的とする。1章で述べたように、電磁界共振結合理論はモード結合理論で一応の定式化はされている。しかしながら、回路設計の観点からみると応用性に乏しい。そこで、電磁界共振結合を回路設計、アンテナ設計を容易に行なえるよう、また、本現象を正しく理解するために、等価回路を用いて定式化することを本章の目的とする。

電磁界共振結合は、非放射型の磁界もしくは電界の共振時における結合をもとに大きなエアギャップと高効率を実現している。通信用アンテナ同様に LC 共振を基にしているが非放射型の電力伝送である。kHz 帯あたりの低い周波数においては補償コンデンサを使用した電磁誘導方式^{[8]-[23]}に技術的に近いが、GHz あたりの高い周波数においては通信用フィルタに使われている共振器理論^{[52]-[56]}に近い。そこで、電磁誘導と共振器理論などを参考にし、等価回路化を行う。最後にその類似点と差異について述べる。

3.2 磁界共振結合の等価回路化

磁界共振結合を等価回路理論で説明し定式化するために“3.2.1 等価回路電力伝送効率式の導出”において、式の導出を行い、“3.2.2 等価回路 f_m , f_e , L , C , L_m の算出方法”において、各パラメータの算出方法を提示し、“3.2.3 実験結果、電磁界解析、等価回路の比較”において、その妥当性を検証する。

3.2.1 等価回路電力伝送効率式の導出

磁界結合で使用するヘリカルアンテナのモデルを図 3.1 に示す。アンテナ素子単独の特性を調べる際は、図 3.1(a)の 1 素子の特性を調べる。また、送信アンテナと受信アンテナ間の電力伝送効率を調べる際には、図 3.1(b)の 2 素子における特性を調べる。送信側と受信側のアンテナは同じアンテナを使用する。アンテナパラメータは図 3.2 に示す。ヘリカルアンテナの特性をモーメント法による電磁界解析で示す。反射係数 S_{11} 、透過係数 S_{21} に対し、反射電力の効率を η_{11} 、透過電力の効率を η_{21} とすると、式 (3.1)(3.2)のように示せる。

$$\eta_{11} = |S_{11}|^2 \times 100 \quad [\%] \quad (3.1)$$

$$\eta_{21} = |S_{21}|^2 \times 100 \quad [\%] \quad (3.2)$$

アンテナが 1 素子の場合と送受信アンテナの計 2 素子の場合における、周波数に対する η_{11} , η_{21} を図

3.3 に示す。1 素子の場合ほどの周波数でもほぼ全反射を起こしており、電源側に電力が戻っている。共振周波数の時には僅かに損失が発生している。本稿で提案するアンテナ形状は波長に対し非常に小さく、共振状態においても単独のアンテナとしてはインピーダンスマッチングが難しく、電磁波を放射出来ないで放射損はほぼ 0% である。そのため、ここでの主な損失は銅損である。一方、2 素子の場合は、送信アンテナから受信アンテナに 2 つの共振周波数において高効率の電力伝送が可能である。

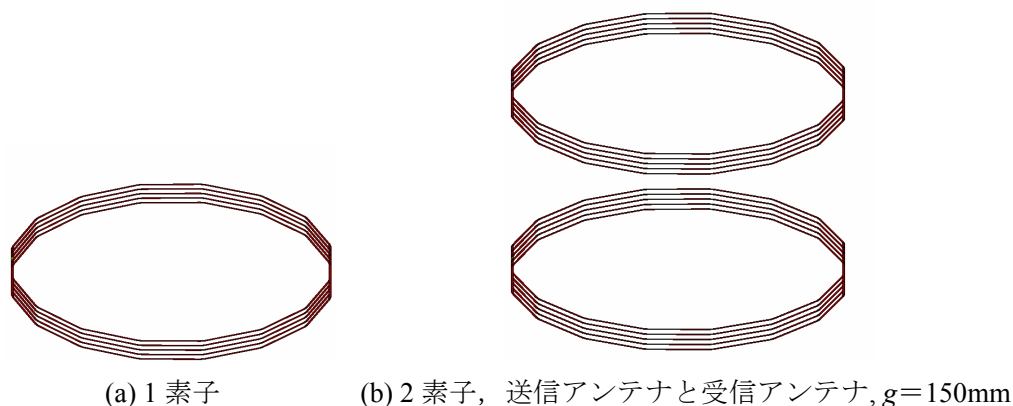


図 3.1 ヘリカルアンテナの電磁界モデル

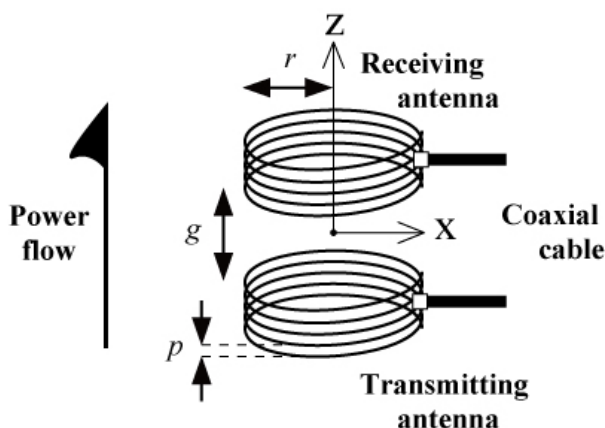


図 3.2 ヘリカルアンテナのパラメーター

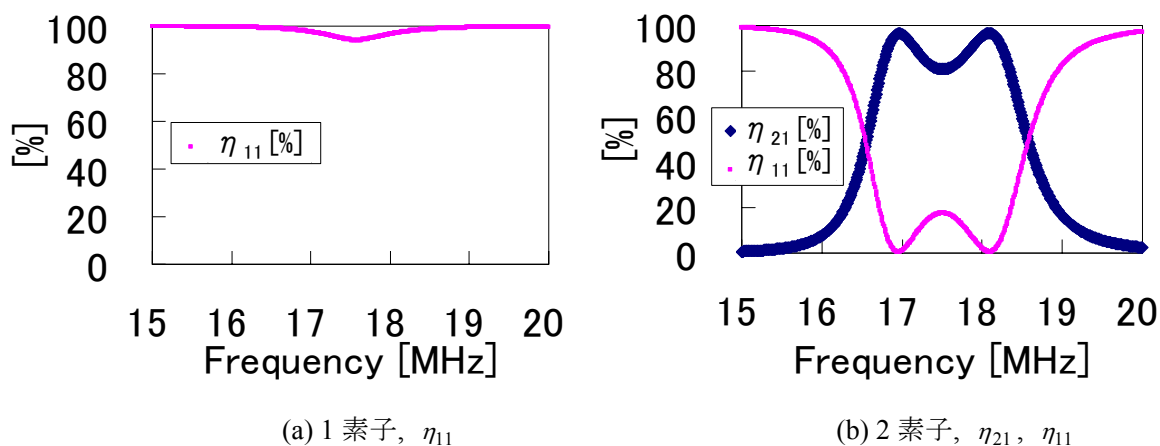


図 3.3 電力伝送効率と電力反射率 ($r=150\text{mm}$, $n=5\text{turns}$, $p=5\text{mm}$)

ギャップを変化させた時の周波数に対する η_{11} , η_{21} を図 3.5 に示す。 k は結合係数である。ギャップが小さい時はピークとなる共振周波数が 2 つとなる。そして、ギャップが大きくなると 2 つのピークが 1 つになる。ピークが 2 つの時、ピークとなる共振周波数は変化するが、最大効率は一定である。しかし、ピークが 1 つになると効率が悪化する。磁界結合において、2 つのピークとなる共振周波数を $f_m', f_e' (f_m' < f_e')$ とする。また、図 3.5 (a),(b) の 2 つのピークとなる周波数の間の谷に当る周波数と図 3.5 (d) の 1 つのピークとなった時の共振周波数はアンテナ 1 素子の時の共振周波数 f_0 にほぼ等しい。

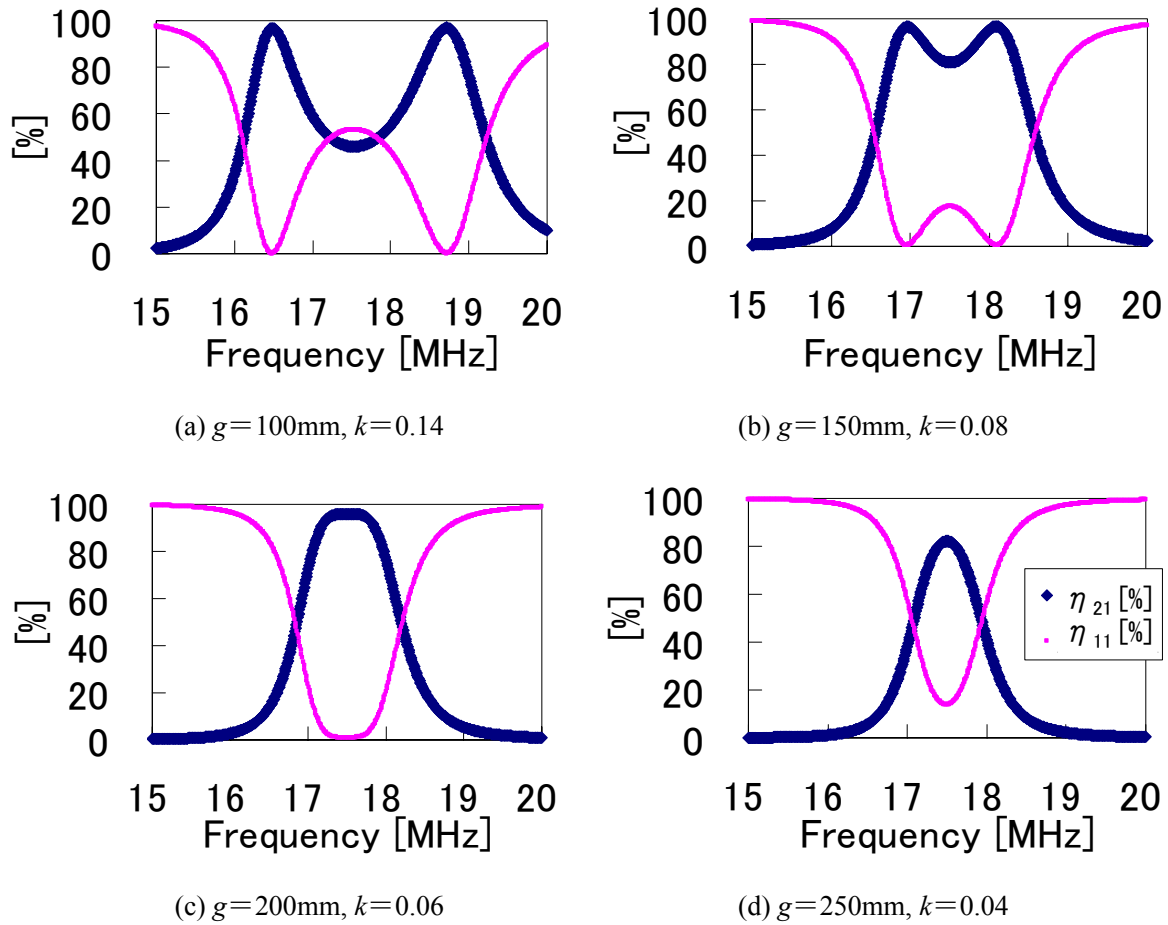


図 3.4 エアギャップにおける効率と周波数
($r=150\text{mm}$, $n=5\text{turns}$, $p=5\text{mm}$)

アンテナは共振して動作しているので、LC 直列共振で表せる。放射損とオーム損を合わせた損失を R で表す。ただし、損失の大部分はオーム損である。

まず、1 素子におけるアンテナ自体の等価回路を図 3.5 に示す。 Z_0 は線路の特性インピーダンスである。この磁界型アンテナを 2 つ使用し、片方を送信アンテナ (L_1, C_1, R_1)、もう一方を受信アンテナ (L_2, C_2, R_2) とした時の等価回路を図 3.6 に示す。2 つのアンテナ間での結合は磁界によって行なわれているので、相互インダクタンス L_m で結合を表す。

次に、2 素子によって作られる磁界結合の等価回路図 3.6 より $Z_0=0, R=0\Omega$ とした時の共振周波数 f_m , f_e を求める。共振条件より、リアクタンス 0 から式(3.3)を導く。送受同じアンテナを使うので、 $L=L_1=L_2$, $C=C_1=C_2$, $R=R_1=R_2=0$ とし、そこから 2 つの角共振周波数、式(3.4)(3.5)を導く。式(3.4)(3.5)から結合係数と 2 つの共振周波数との関係式(3.6)を導く。 $Z_0 \neq 0, R \neq 0\Omega$ の場合の厳密な共振周波数 f_m' , f_e' は式が煩雑となるため省略する。

以上より、共振時の 2 つのアンテナを近づけ、磁界結合が起こった時、共振周波数が 2 点現れることが式(3.4)(3.5)からわかる。図 3.4 より、ギャップが小さくなり、結合が強くなると共振周波数が離れることが確認されるが、結合係数と 2 つの共振周波数との関係式(3.6)からも共振周波数が離れると、結合係数、つまり結合の強さが大きくなることがわかる。そして、ギャップが大きくなり結合が弱くなると共振周波数が 1 つに近づく。そして、損失がない場合 $k = Z_0 / \omega_0 L$ となった時点でピークとなる周波数が一つとなり、効率が低下し始める。更に、ギャップが広がり $f_m = f_e$ となった時には、 $k=0$ となり結合がなくなる。つまり電力伝送が原理的に不可能となる。 $Z_0=0\Omega$ であれば、理論上 $k=0$ となるまで、電力伝送が可能である。本章では、特に明記する場合以外においては $Z_0=50\Omega$ とする。

$$\frac{1}{\omega L_m} + \frac{1}{\omega(L_1 - L_m) - \frac{1}{\omega C_1}} + \frac{1}{\omega(L_2 - L_m) - \frac{1}{\omega C_2}} = 0 \quad (3.3)$$

$$\omega_m = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+k_m}} = \frac{1}{\sqrt{(L+L_m)C}} \quad (3.4)$$

$$\omega_e = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-k_m}} = \frac{1}{\sqrt{(L-L_m)C}} \quad (3.5)$$

$$k_m = \frac{L_m}{L} = \frac{\omega_e^2 - \omega_m^2}{\omega_e^2 + \omega_m^2} \quad (3.6)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.7)$$

$$(\omega_0 = 2\pi f_0, \omega_m = 2\pi f_m, \omega_e = 2\pi f_e)$$

次に、等価回路より電力伝送効率を調べるために、 S_{21} を求めると、式(3.8)となる。 S_{21} を 2 乗すると電力伝送効率になるのは式(3.2)に示した通りである。2 つの共振周波数 f_m, f_e とその間の周波数に位置するアンテナ単独での共振周波数 f_0 において電力伝送効率を導く。それぞれ、式(3.9)(3.10)(3.11)となる。煩雑さを避けるために、式(3.9)(3.10)(3.11)において損失項 R は省略する。損失を含んだ結果は 3.2.3 に示す。 S_{21} が最大となる Z_0 , R を考慮した共振周波数を f_m', f_e' とすると、式(3.12)から f_m', f_e' を求め、結果を式(3.13)(3.14)に示す。これを式(3.8)に代入すると S_{21} が求まるが式が、複雑になるのでここでは省略する。

次に、 $f_0, f_m, f_e, f_m', f_e'$ の大小関係を示すために、 Z_0 を可変とし L, L_m, C を固定として考える。損失

なしとした時の $g=150\text{mm}$, $r=150\text{mm}$, $n=5\text{turns}$, $p=5\text{mm}$ における等価回路においては, 図 3.7 のようになる。図 3.7 (a) のように $Z_0 = 0$ の時には, 式(3.13)(3.14)に $Z_0 = 0$ を代入すると, 式(3.4)(3.5)が導かれることより, $f_m = f_m'$, $f_e' = f_e$ となることがわかる。一方, Z_0 が大きくなるとその分 $Z_0 = R = 0$ とした時の共振周波数 f_m , f_e と, S_{21} が最大となる共振周波数 f_m' , f_e' との差が大きくなる。 $L_m / \sqrt{LC} > Z_0$ の時, $f_m < f_m' < f_0 < f_e' < f_e$ となり, 図 3.7 (b) のようにピークが 2 つになる。 $L_m / \sqrt{LC} = Z_0$ ($k = Z_0 / \omega_0 L$) の時, $f_m < f_m' = f_0 = f_e' < f_e$ となり, 図 3.7 (c) のようにピークが 1 つになる。 $L_m / \sqrt{LC} < Z_0$ の時, $f_m < f_0 < f_e$ となり, 図 3.7 (d) のように 1 つのピークが小さくなっていく。

$$S_{21}(\omega) = \frac{2jL_m Z_0 \omega}{L_m^2 \omega^2 + \left\{ (Z_0 + R) + j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \right\}^2} \quad (3.8)$$

$$S_{21}(\omega_m) = \frac{2j \frac{L_m}{\sqrt{(L - L_m)C}}}{2j \frac{L_m}{\sqrt{(L - L_m)C}} + Z_0} = \frac{2}{2 - j \frac{Z_0}{\omega_m L_m}} \quad (3.9)$$

$$S_{21}(\omega_e) = \frac{2j \frac{L_m}{\sqrt{(L + L_m)C}}}{2j \frac{L_m}{\sqrt{(L + L_m)C}} + Z_0} = \frac{2}{2 + j \frac{Z_0}{\omega_e L_m}} \quad (3.10)$$

$$S_{21}(\omega_0) = 2j \frac{Z_0 \frac{L_m}{\sqrt{LC}}}{Z_0^2 + \frac{L_m^2}{LC}} = 2j \frac{\sqrt{Z_0^2 \cdot \frac{L_m^2}{LC}}}{Z_0^2 + \frac{L_m^2}{LC}} \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial S_{21}(\omega)}{\partial \omega} = 0 \quad (3.12)$$

$$\omega_m' = \sqrt{\frac{2L - CZ_0^2 - \sqrt{4L_m^2 + Z_0^4 C^2 - 4LCZ_0^2}}{2(L^2 - L_m^2)C}} \quad (3.13)$$

$$\omega_e' = \sqrt{\frac{2L - CZ_0^2 + \sqrt{4L_m^2 + Z_0^4 C^2 - 4LCZ_0^2}}{2(L^2 - L_m^2)C}} \quad (3.14)$$

$$(\omega_m' = 2\pi f_m', \omega_e' = 2\pi f_e')$$

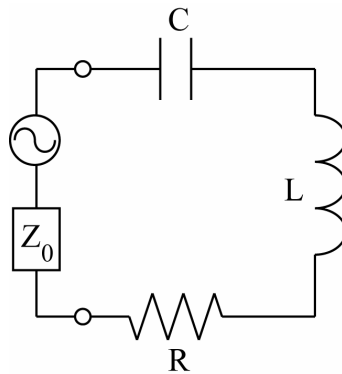


図 3.5 1 素子における等価回路

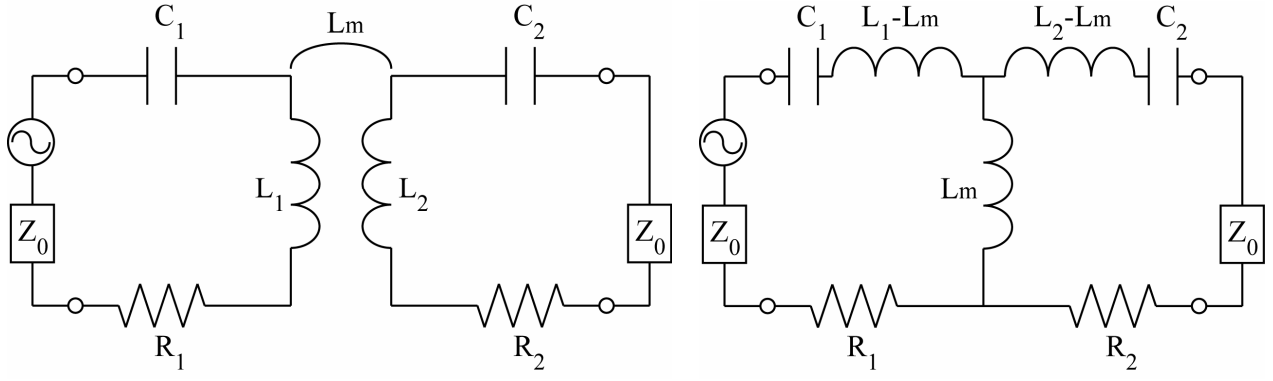
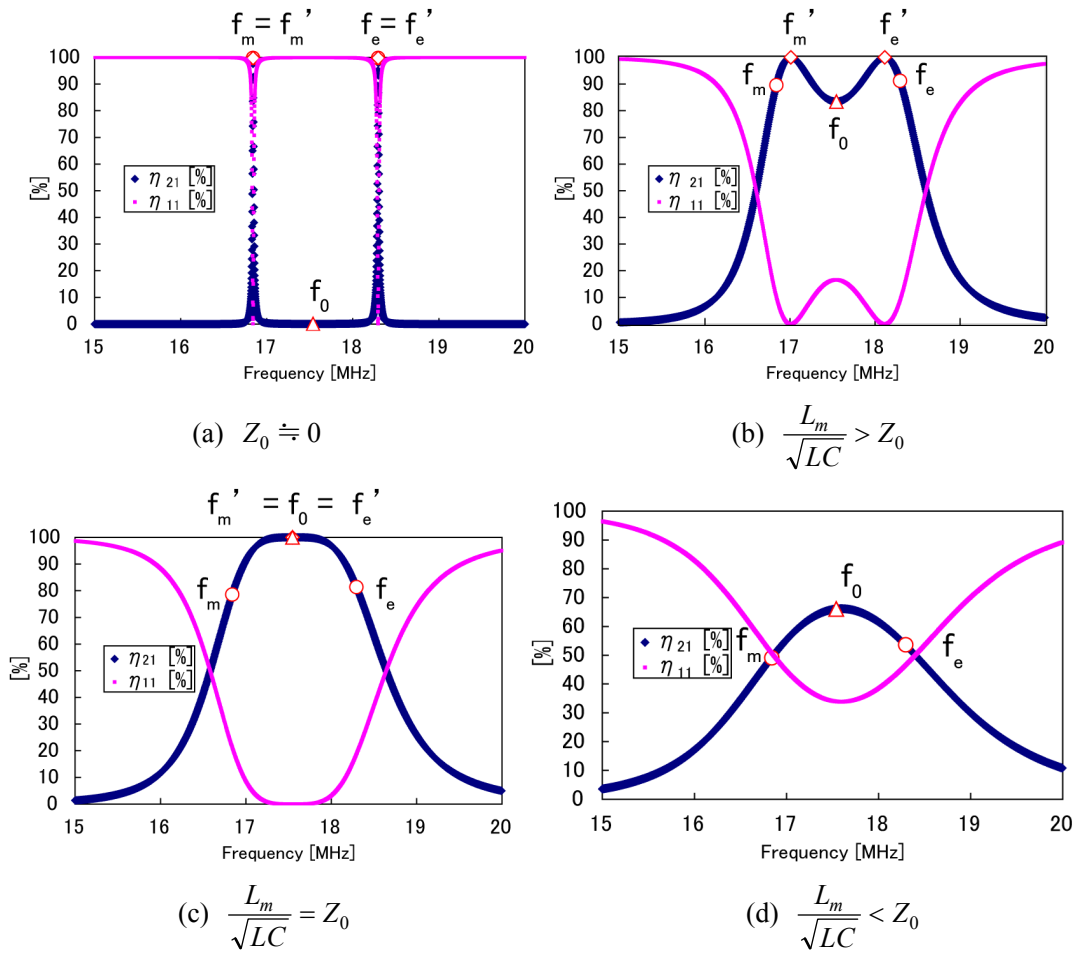


図 3.6 磁界共振結合の等価回路


 図 3.7 特性インピーダンスと $f_0, f_m, f_e, f'_m, f'_e$ の関係 ($n=5$ turns, $p=5$ mm, $r=150$ mm, $g=150$ mm)

3.2.2 等価回路 f_m, f_e, L, C, L_m の算出方法

等価回路を用いて議論するためには、等価回路で使われている各パラメーターを算出する必要がある。磁界結合では、インダクタンス、キャパシタンス、相互インダクタンス、損失の計4つのパラメーターが求まれば良い。コイル状のアンテナにおけるインダクタンス、キャパシタンス、相互インダクタンスを理論式から求める場合は単純な形状以外では数式が複雑になるので、本稿では電磁界解析によって求めた値から算出する。

1素子の等価回路図3.5より未知数 L, C を求める。まず、1素子の等価回路図3.5より Z_{in} は式(3.15)となる。また、共振条件より、リアクタンス 0 と置くことにより共振周波数、式(3.16)が導かれる。一方、式(3.17)からも Z_{in} が計算出来る。 ω_0, S_{11} は測定可能なパラメーターのため既知である。式(3.15)と式(3.17)の虚部のみに注目すると、式(3.18)となる。式(3.18)に $f_0, f_0 + \delta$ を代入し連立して解くことにより L, C が求まる。次に、2素子の等価回路より、未知数 L_m を求める。式(3.16), (3.4), (3.5)より以下(3.19)～(3.22)の式が導かれる。1素子での共振周波数を f_0 , 2素子での共振周波数を f_m, f_e とし、その時、各々の角周波数を $\omega_0, \omega_m, \omega_e$ とする。 f_m, f_e が測定可能な量であり、既知である。また、 L, C は、式(3.18)で求められているので、式(3.20)～(3.22)のいずれか一つ式を使うことにより L_m が求まる。以上より、 f_m, f_e, L, C, L_m が求まる。

$$Z_{in} = R + j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \quad (3.15)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.16)$$

$$Z_{in} = \frac{1+S_{11}}{1-S_{11}} Z_0 \quad (3.17)$$

$$\text{Im}[Z_{in}] = \text{Im} \left[\frac{1+S_{11}}{1-S_{11}} Z_0 \right] = \omega L - \frac{1}{\omega C} \quad (3.18)$$

$$C = \frac{1}{\omega_0^2 L} \quad (3.19)$$

$$C = \frac{1}{\omega_m^2 (L + L_m)} \quad (3.20)$$

$$C = \frac{1}{\omega_e^2 (L - L_m)} \quad (3.21)$$

$$L_m = \frac{f_e^2 - f_m^2}{f_e^2 + f_m^2} L \quad (3.22)$$

次に損失について考える。電力伝送において、考えるべき損失は放射損、銅損、鉄損（渦電流損、ヒステリシス損）である。但し、フェライト等の磁性体を使用していないのでヒステリシス損は存在しない。鉄心を利用していないので渦電流損も存在しない。放射抵抗 R_{rad} は放射損から逆算される値であり、式(3.23)で表される。つまり、放射電力を求める必要があり、これは遠方界へ放射されるポインティングベクトルを求めることになり、電磁界解析によって求められる値である。また、今回の近傍界アンテナは非常に放射損が小さくほぼ0%のため、 $R_{rad} \approx 0$ となる。放射損が多い場合、アンテナの実部のイン

ピーダンスが高い場合は、電磁界解析で求める必要性がある。一方、銅損 R_{ohm} であれば、式(3.24), (3.25)より計算が可能である。

$$R_{rad} = \frac{P_0}{I_0^2} \quad (3.23)$$

$$R_{ohm} = \frac{\rho l}{\pi \delta (D - \delta)} \quad (3.24)$$

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu}} \quad (3.25)$$

(ρ :抵抗率, l :全長, δ :表皮深さ, D :太さ, σ :導電率, μ :透磁率)

以下、実際に L , C , L_m , R_{ohm} を求める。アンテナ 1 素子 ($r=150\text{mm}$, $n=5\text{turns}$, $p=5\text{mm}$) における内部インピーダンス Z_{in} を図 3.8 に示す。1 素子から f_0 , $f_0 + \delta$ での $\text{Im}[Z_{in}]$ を求め、式(3.18)に代入すると、 $L=8.5\mu\text{H}$, $C=9.7\text{pF}$ が求まる。次に、2 素子 ($g=150\text{mm}$) から、 $Z_0=0$ として f_m , f_e を電磁界解析にて求めると、 $f_m=16.8\text{MHz}$, $f_e=18.3\text{MHz}$ となる。式(3.22)に f_m , f_e , L を代入することにより、 $L_m=0.71\mu\text{H}$ が求まる。このとき、 $k_m=0.08$ である。次に、銅の導電率 $\rho=5.8 \times 10^7$ (S/m), 比透磁率 $\mu_r=1$, 全長 $l=4.7\text{m}$, 素子の太さ $D=2\text{mm}$, 1 素子での共振周波数 $f_0=17.5\text{MHz}$ を式(3.24)(3.25)に代入し、 $R_{ohm}=0.82\Omega$ と求まる。電磁界解析により 1 素子における内部インピーダンス Z_{in} の実部 $\text{Re}[Z_{in}]$ から直接求めた値は 1.46Ω であり、ほぼ同じである。

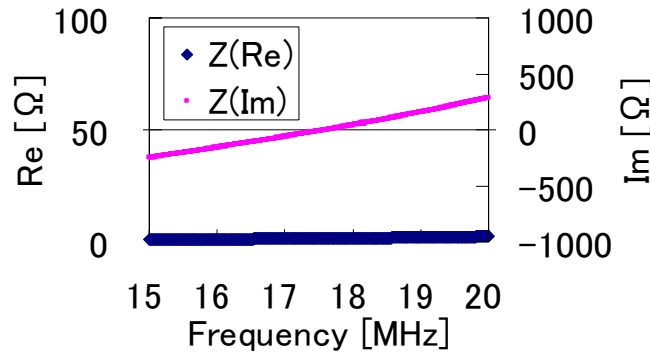
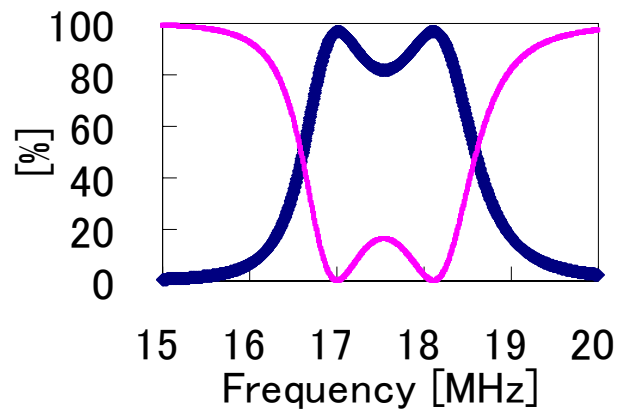


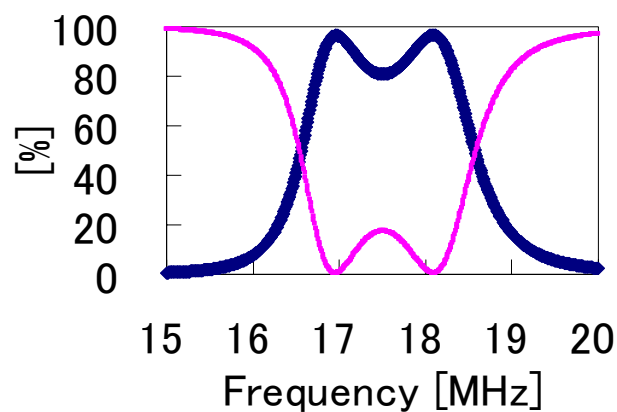
図 3.8 1 素子のヘリカルアンテナの入力インピーダンス

3.2.3 実験結果, 電磁界解析, 等価回路の比較

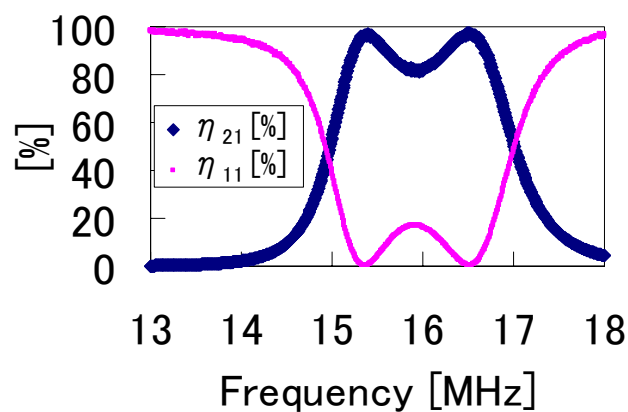
実験結果, 電磁界解析, 等価回路の比較を行なう。等価回路に関しての必要なパラメーターは電磁界解析と銅損から求めた L , C , L_m , R_{ohm} ($8.5\mu\text{H}$, 9.7pF , $0.71\mu\text{H}$, 0.82Ω) を使用する。また電磁界解析結果はモーメント法によって直接求めた値である。僅かに誤差はあるが, 実験結果, 電磁界解析, 等価回路はほぼ一致している。



(a) 等価回路計算結果



(b) 電磁界解析結果



(c) 実験結果

図 3.9 等価回路と電磁界解析と実験結果の比較, η_{21} , η_{11} ($n=5$, $p=5\text{mm}$, $r=150\text{mm}$, $g=150\text{mm}$)

3.3 電界共振結合の等価回路化

前節は磁界結合について述べた。本節では、電界結合について述べる。電界結合で使用するメアンダラインアンテナのモデルを図 3.10, 図 3.11 に示す。x 軸に長い部分を一箇所につき 1 段とし、全ての段数を n 段とする。磁界結合同様、電界結合においても等価回路を示す。本節では、電界共振結合を等価回路理論で説明し定式化するために“3.3.1 等価回路電力伝送効率式の導出”において、式の導出を行い、“3.3.2 等価回路 f_e, f_m, C, L, C_m の算出方法”において、各パラメーターの算出方法を提示し、“3.3.3 実験結果、電磁界解析、等価回路の比較”において、その妥当性を検証する。

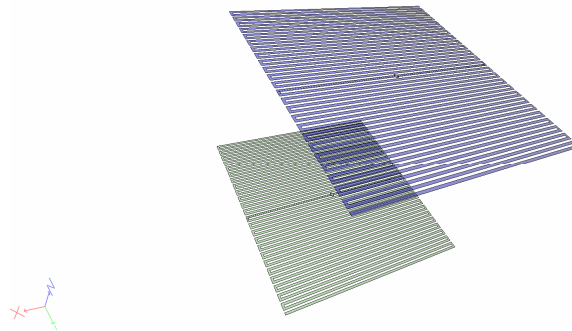


図 3.10 メアンダラインアンテナの電磁界モデル, $g=400\text{mm}$

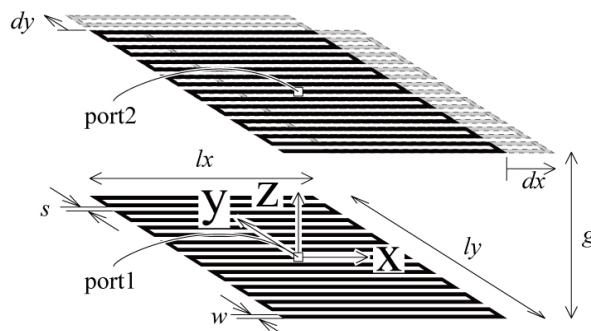


図 3.11 メアンダラインアンテナのパラメーター

3.3.1 等価回路電力伝送効率式の導出

等価回路に関しては磁界結合と同様に求めることが出来る。ただし、電界結合の場合、磁界の結合ではないので相互インダクタンス L_m ではなく、相互キャパシタンス C_m を用いる。また、計算の都合上 T 型結合より π 型結合で表したほうが簡易となるため、図 3.12 の等価回路とする。 $Z_0=0, R=0\Omega$ とした時の共振条件より、リアクタンス 0 と置くことにより式(3.26)を導く。送受同じアンテナを使うので、 $C=C_1=C_2, L=L_1=L_2, R=R_1=R_2=0$ として、そこから 2 つの角共振周波数、式(3.27)(3.28)を導く。式(3.27)(3.28)から更に結合係数と 2 つの共振周波数との関係式(3.29)を導く。

次に、等価回路より電力伝送効率を調べるために、 S_{21} を求めると、式(3.30)となる。ここでは、煩雑さを避けるために、損失項 R は省略する。 S_{21} を 2 乗すると電力伝送効率になるのは式(3.2)に示した通りである。2 つの共振周波数 f_e, f_m ($f_e < f_m$) とその間の周波数に位置するアンテナ単独での共振周波数 f_0 において電力伝送効率を導くと、それぞれ式(3.31)(3.32)(3.33)が求まる。

$$\frac{1}{\omega C_m} + \frac{1}{\omega(C_1 - C_m) - \frac{1}{\omega L_1}} + \frac{1}{\omega(C_2 - C_m) - \frac{1}{\omega L_2}} = 0 \quad (3.26)$$

$$\omega_e = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+k_e}} = \frac{1}{\sqrt{(C+C_m)L}} \quad (3.27)$$

$$\omega_m = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-k_e}} = \frac{1}{\sqrt{(C-C_m)L}} \quad (3.28)$$

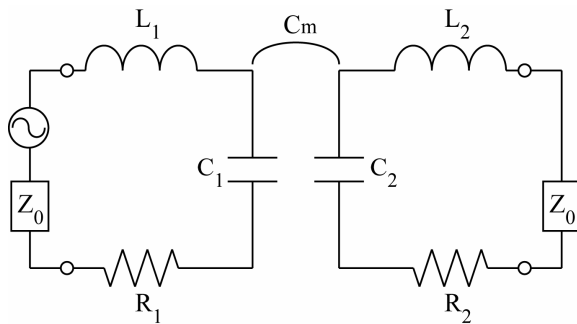
$$k_e = \frac{C_m}{C} = \frac{\omega_m^2 - \omega_e^2}{\omega_m^2 + \omega_e^2} \quad (3.29)$$

$$S_{21}(\omega) = 2jZ_0 \frac{C_m}{\omega(C+C_m)(C-C_m)} / \left\{ \left(\omega L - \frac{1}{\omega(C+C_m)} \right) \left(\omega L - \frac{1}{\omega(C-C_m)} \right) - 2jZ_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega(C+C_m)(C-C_m)} \right) - Z_0^2 \right\}^{-1} \quad (3.30)$$

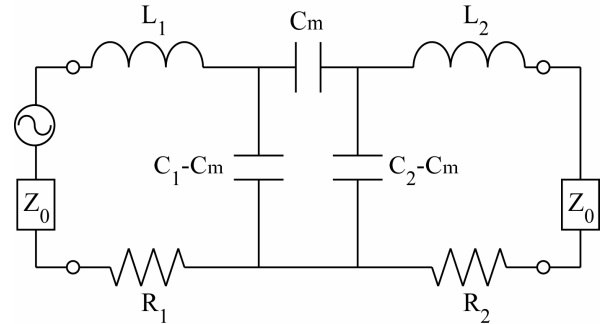
$$S_{21}(\omega_e) = \frac{2}{2 + jZ_0\omega_e \frac{C^2 - C_m^2}{C}} \quad (3.31)$$

$$S_{21}(\omega_m) = \frac{2}{-2 + jZ_0\omega_e \frac{C^2 - C_m^2}{C}} \quad (3.32)$$

$$S_{21}(\omega_0) = \frac{2jZ_0 \frac{C_m}{\omega_0(C^2 - C_m^2)}}{Z_0^2 - 2j \frac{C_m^2}{C^2 - C_m^2} \frac{1}{\omega_0 C} + \frac{C_m^2}{C^2 - C_m^2} \frac{1}{\omega_0^2 C^2}} \quad (3.33)$$



(a) 電界型アンテナの等価回路



(b) 電界型アンテナのπ型等価回路

図 3.12 電界共振結合における等価回路

3.3.2 等価回路 f_e , f_m , C , L , C_m の算出方法

電界結合の等価回路のパラメータの算出方法は、磁界結合と同様に求められる。磁界結合では相互インダクタンス L_m であったが、電界結合は相互キャパシタンス C_m になることに注意して、式(3.20)～(3.22)に関しては式(3.34)～(3.36)を使用すること、そして損失においては素子の形状が円から長方形になったので抵抗の式が、式(3.24)から式(3.37)へ変わる以外は同じである。

$$L = \frac{1}{\omega_e^2(C + C_m)} \quad (3.34)$$

$$L = \frac{1}{\omega_m^2(C + C_m)} \quad (3.35)$$

$$C_m = \frac{f_m^2 - f_e^2}{f_m^2 + f_e^2} C \quad (3.36)$$

$$R_{ohm} = \frac{\rho l}{2\delta(D + s) - 4\delta^2} \quad (3.37)$$

以下、実際に C , L , C_m を求める。アンテナ1素子 ($lx=500\text{mm}$, $ly=495\text{mm}$, $s=w=5\text{mm}$, $n=49\text{step}$) における内部インピーダンス Z_{in} を図 3.13 に示す。1素子から f_0 , $f_0 + \delta$ での $\text{Im}[Z_{in}]$ を求め、式(3.18)に代入すると、 $C=8.7\text{pF}$, $L=4.9\mu\text{H}$ が求まる。次に、2素子 ($g=300\text{mm}$) から、 $Z_0=0\Omega$ として f_e , f_m を電磁界解析にて求めると、 $f_e=23.0\text{MHz}$, $f_m=25.7\text{MHz}$ となる。式(3.36)に f_e , f_m , C を代入することにより、 $C_m=0.95\text{pF}$ が求まる。このとき、 $k_e=0.11$ である。次に、銅の導電率 $\rho=5.8 \times 10^7$ (S/m), 比透磁率 $\mu_r=1$, 全長 $l=4.7\text{m}$, 素子の幅 $s=5\text{mm}$, 素子の厚さ $D=2\text{mm}$, 1素子での共振周波数 $f_0=24.4\text{MHz}$ を式(3.37)(3.25)に代入し、 $R_{ohm}=2.3\Omega$ と求まる。電磁界解析により1素子における内部インピーダンス Z_{in} の実部 $\text{Re}[Z_{in}]$ から直接求めた値は 2.6Ω であり、ほぼ同じである。

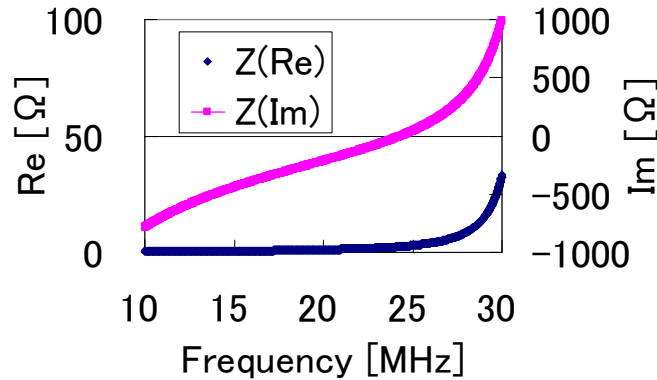


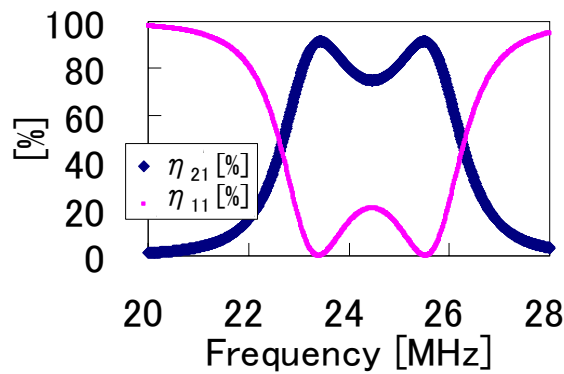
図 3.13 メアンダラインアンテナ1素子時の入力インピーダンス

3.3.3 実験結果, 電磁界解析, 等価回路の比較

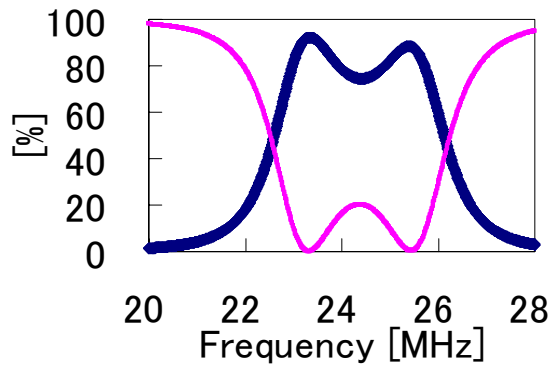
実験結果, 電磁界解析, 等価回路の比較を行なう。等価回路に関しての必要なパラメーターは電磁界解析と銅損から求めた C , L , C_m , R_{ohm} (8.7pF , $4.9\mu\text{H}$, 0.95pF , 2.3Ω) を使用する。求め方は 3.3.2 に示した通りである。電力伝送効率の結果を図 3.14 に、入力インピーダンスを図 3.15 に示す。電磁界解析, 等価回路は誤差はあるもののほぼ一致している。次の章で詳細に述べるが、波長に対する線路長の影響が出てしまい、共振点が反共振点に近い状態にあり、インピーダンスの実部が大きくなっている。そのため、二つの共振周波数 f_e , f_m ($f_e < f_m$) の低い共振周波数 f_e では影響が無視できる範囲であるが、高い共振周波数 f_m では影響が現われている。表皮効果を考慮した銅損以外にも伝送線路としてのインピーダンス変化の影響もあるので、今回示した $g=300\text{mm}$ の状態においては、 f_e における抵抗値は 2.1Ω であり、 f_m における抵抗値は 3.5Ω である。このため、 f_m においては、わずかに効率が悪化する。 1.4Ω の差であ

るが、 f_e での効率は92.3%， f_m での効率は88.4%であり，3.9%の差になる。

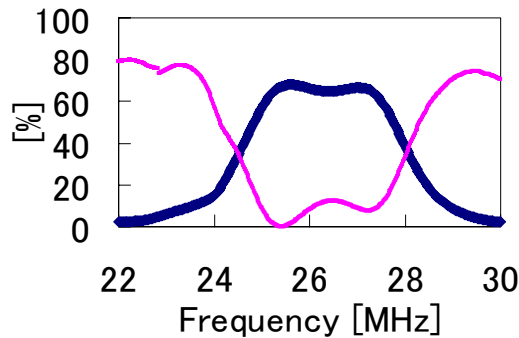
実験値に関しては，傾向は捉えているが，若干の誤差が生じている。これは，電磁界解析と実験結果の入力インピーダンスにおける実部の違いから分かる様に，実験で使用したアンテナは抵抗値が高くなってしまい，効率が悪化したためである。先に述べたように，等価回路は電磁界解析から算出された C ， L ， C_m ， R_{ohm} を使用している。効率悪化の原因を示すために， C ， L ， C_m は固定し，銅損から求めた $R_{ohm} = 2.3\Omega$ ではなく，実験結果から求められた $R_{ohm} = 7.9\Omega$ を使用し，等価回路で計算する。計算結果は，図 3.16 となり，ほぼ一致する。実験値では高い共振周波数 f_m では，反射が起きており，効率が悪い。これは，2 素子における入力インピーダンスの虚数部が 0 になっていない事からも反射が起こることがわかり，アンテナの改善が必要である。



(a) 等価回路， R_{ohm} (2.3 Ω)



(b) 電磁界解析



(c) 実験結果

図 3.14 等価回路と電磁界解析と実験結果の比較，電力伝送効率 η_{21} ，電力反射率 η_{11}
($l_x=500$ ， $l_y=495\text{mm}$ ， $g=300\text{mm}$ ， $s=w=5\text{mm}$ ， $n=49$ 段)

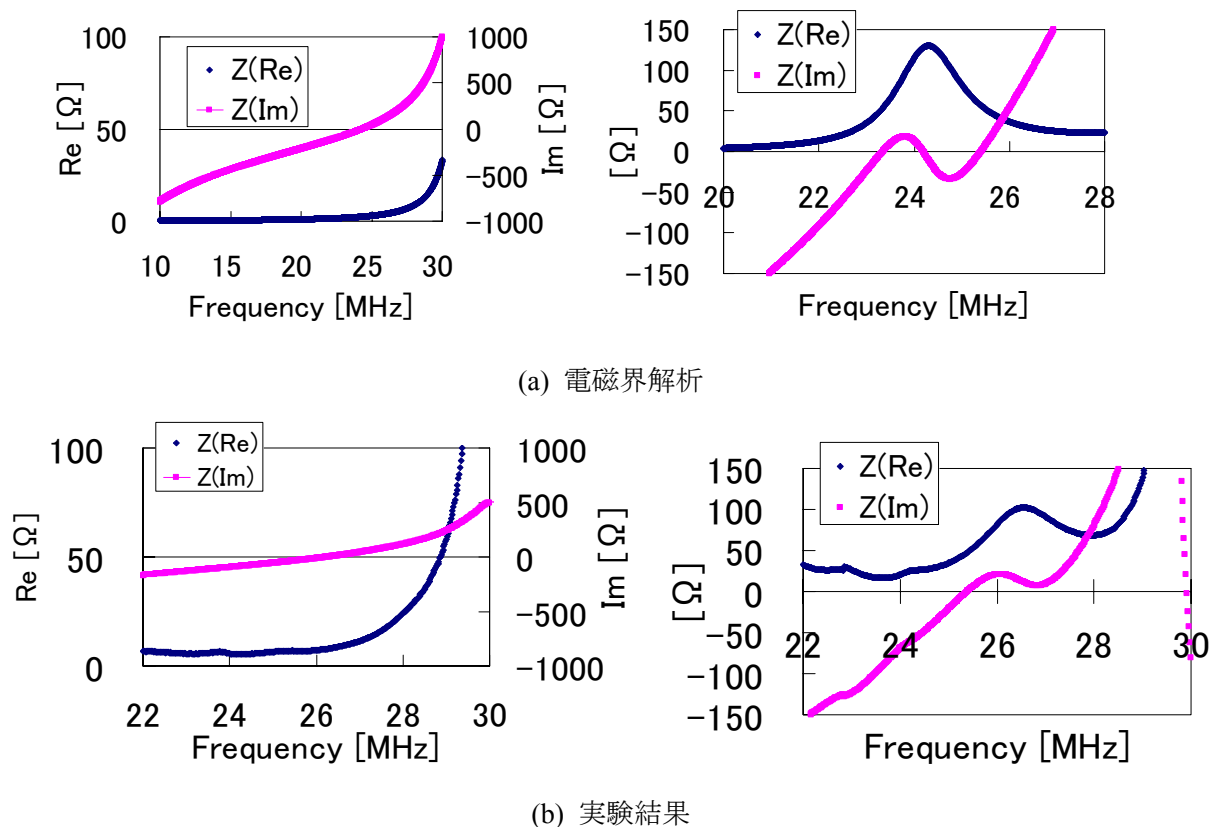


図 3.15 実験結果の効率悪化の検討, インピーダンス
 ($l_x=500$, $l_y=495\text{mm}$, $g=300\text{mm}$, $s=w=5\text{mm}$, $n=49$ 段)

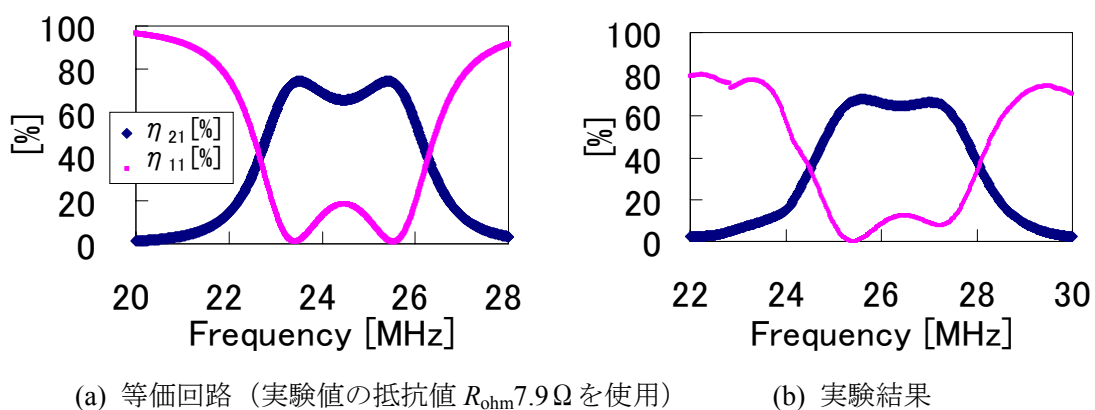


図 3.16 実験結果の効率悪化の検討, 電力伝送効率
 ($l_x=500$, $l_y=495\text{mm}$, $g=300\text{mm}$, $s=w=5\text{mm}$, $n=49$ 段)

磁界共振結合と電界共振結合

磁界共振結合も、電界共振結合も電力伝送特性としては同じ特性を示すことがわかった。磁界共振結合は結合が磁界で、電界共振結合は結合が電界で行なわれおり、電力伝送時の周波数特性と効率などの特性は同様である。顕著な違いとしては、磁気壁と電気壁が生じる共振周波数の高低が逆になることであり、磁界共振結合と電界共振結合の対称性が確認された。また、同じ空間での一つの結合において電界エネルギーと磁界エネルギーが存在する場合、磁界結合の結合係数 k_m と電界結合の結合係数 k_e の関係は、多くの場合、式(3.38) のように差分で表される。この場合、電界と磁界の両方が同じ空間に存在すると、全体の結合が弱くなることがわかる。つまり、磁界結合のみか電界結合のみで単独での結合を行なうと、容易に結合が強くなり、そして、結合が強い分、ギャップを大きく出来る。但し、 $k_m + k_e$ とする研究も行なわれており、今後の発展に期待される。

$$k = |k_m - k_e| \quad (3.38)$$

3.4 あとがき

磁界共振結合と電界共振結合を等価回路で理論化、定式化した。磁界共振結合はヘリカルアンテナを使用し等価回路、電磁界解析、実験結果が一致することを確認した。電界共振結合はメアンダラインアンテナを使用し、等価回路、電磁界解析、実験結果が一致することを確認した。

等価回路化すると電磁誘導と共振器との共通点も明らかになった。詳細は次章で行なうが、電磁誘導の延長としてみる場合、送受信アンテナを共に共振させ、共振周波数を送受信アンテナで同じにし、インピーダンスマッチングを行なった電磁誘導タイプとして解釈する事ができる。一方、非放射型のアンテナは、共振器そのものといえる。共振器としてみる場合、共振器フィルタでは広帯域のバンドギャップを形成するので、共振器間の距離は比較的近い状態で使用するが、共振器間の距離を離して狭帯域で使用すれば、電磁界共振結合における大エアギャップと同義であり、その性質は同じである。通常の携帯電話に使用される数 mm の部品かつ GHz で動作する共振器に比べると格段に大きく、周波数が MHz と低い、共に高い Q 値を有する大きな共振器として解釈する事が出来る。つまり、特殊な条件における電磁誘導と磁界結合タイプの共振器はスケールこそ違うものの、大本の原理としては磁界共振器結合と同じであるといえる。一方、電界共振結合についても同様の議論を行なう事が可能である。

本章で示したアンテナの等価回路を使用すれば、電磁界共振結合の現象を電気回路の視点で取り扱うことができ、アンテナ自体やアンテナと接続する周辺回路の設計を容易に行なうことが出来る。更には、回路側から積極的にアンテナの特性を改善することも期待される。次章以降は、本章で示した等価回路を基に議論を進める。