

磁気ヨーク型トランスにおける電力伝送のマイクロ波的アプローチ

石川 容平^{†a)}

A Microwave Approach to the Study of Power Transmission at Magnetic Yoke Type Transformer with High Permeability

Yohei ISHIKAWA^{†a)}

あらまし ヨーク型トランスの電氣的動作は、従来から電流と磁界との関係、磁束の時間的变化と誘導電界との関係で論じられてきた。筆者はトランスを空間的に離れた入出力間のエネルギー伝送という立場でとらえ、マイクロ波技術を適用することを試みた。平行に走る2本のヨーク対は独立した磁性体表面波線路としては機能せず、TEモード導波管に近い機能をヨーク対がもつことを示した。したがって、遮断周波数以下でも電磁界は局在化して偶奇エバネッセントモードの重ね合わせが電力伝送を支えることを示した。高透磁率をもつヨーク内部では電力伝送はほとんどなく、ほぼすべてのエネルギーは空間を伝送することを理論的に考察し、電磁界シミュレーションで確認を行った。

キーワード ヨーク型トランス、電力伝送、エバネッセントモード、電磁界シミュレーション

1. ま え が き

近年無線電力伝送の研究が盛んである。主な方式は誘導型、共振器型、マイクロ波伝送型である。誘導型は古くからトランスの技術として発展してきた技術を基盤として研究が進んでいる。共振器型は2007年にMITのグループが磁気共鳴型として発表[1]して以来、多くの研究機関で実用化を目指した研究が行われている[2]。マイクロ波伝送型は遠方までのワイヤレスな電力伝送を目指している。

マイクロ波技術が最も脚光を浴びるのは宇宙太陽光発電を目指したGHz帯の無線電力伝送である[3]。この方式の伝搬はアンテナから放射された自由な電磁波の伝搬であり、支配方程式は真空中のマクスウェル方程式である。誘導型は最も静電磁気学的で集中定数的な回路理論が有効である[4]。アンペールの法則やファラデーの法則が電氣的な支配方程式である。共振器型はその中間にあるがその理論的扱いは誘導型に近いアプローチで行われてきた。2009年になってマイクロ波フィルタの設計理論が取り入れられ[5]、原理的理解や

技術的理解は急速に進みつつある。

三つに分類できる技術であるがいずれも空間的に離れた2点間の電力伝送技術ということができる。誘導型トランス内のエネルギー伝送をポインティングベクトルで解析する研究も行われている[6],[7]。しかし誘導型や共振器型の無線給電技術にマイクロ波伝送線路の手法を適用した研究は筆者の知る限り報告されていない。伝送距離を延ばすことは無線電力伝送の一つの大きな目標である。これらの技術について長距離の電力伝送まで可能である伝送線路理論を適用することは近距離伝送技術の発展にとって効果的であると筆者は考える。ここでは今までほとんど扱われてこなかった誘導型の電力伝送技術にマイクロ波技術を適用するために簡単な構造をもつヨーク型トランスの伝送メカニズムに着目した。解析対象として単ループヨークの離れた場所に巻いた入出力コイルをもつトランスを選んだ。数センチから数十センチメートルであるが互いに離れた空間の電力移行の立場からいうと、コイル間の密結合に寄与するヨーク内磁束は縦磁界に透磁率を乗じた物理量であり、エネルギーの流れに寄与しない。2本のヨーク対は遮断周波数の十分低い非放射性的なマイクロ波伝送路を構成するという立場に立ち、直流近辺まで機能するトランス内の電力伝送を一次元等価回路の手法を用いて解析した。

[†] 京都大学生存圏研究所, 宇治市

Research Institute for Sustainable Humanosphere, Kyoto University, Gokasyo, Uji-shi, 611-0011 Japan

a) E-mail: ishikawa@rish.kyoto-u.ac.jp

2. 偶奇モードの重ね合わせによるコイル間エネルギー伝達

高い透磁率 ($\mu_r = 30000 \sim 40000$) をもつヨークを用いたトランスの構造を図 1 に示す．簡単のため巻き線比は 1 として，ヨーク材料は無損失とする．ヨークの一部に巻かれた入出力コイルは巻かれていない部分の物理長 ℓ を含み z 軸方向に空間的に離れた位置にある．このため一次コイルの入力する電力を二次コイルから取り出すにはトランスの集中定数的な等価回路だけでは空間的広がりがなく電力伝達の立場からこの問題を論じることができない．

トランス入力出力端子に抵抗を介して高周波電源で偶モードを励振した状態を図 2 に示す．偶モードでは

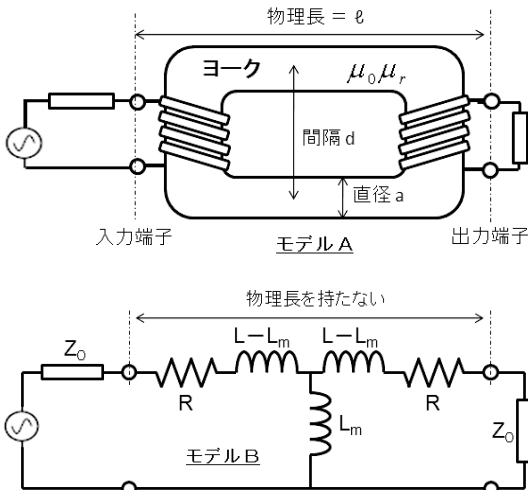


図 1 ヨークと二つのコイルからなるトランスモデル A と大きさをもたない簡略化された等価回路モデル B
Fig. 1 Transformer model A consisting of one yoke and two coils, simple equivalent circuit model B in which its yoke doesn't have size.

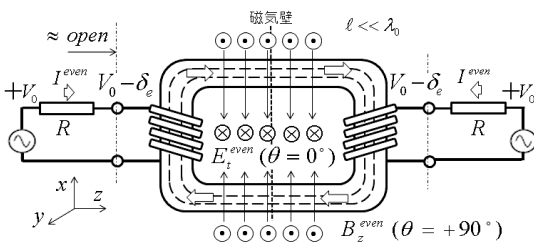


図 2 偶モード励振されたトランスの電磁界と電圧・電流
Fig. 2 Electro-magnetic field, voltage and current in transformer excited by even mode.

磁束 B_z が強め合うため，コイルのインピーダンスは極めて高く，ほとんど開放端とみなすことができる．ヨークの高い透磁率のため，通常の高さ ℓ と直径 a をもつヨークでは漏れることがないためである．コイル両端の電圧 V_0^{coil} を一定にしたとき，磁束の大きさ Φ は式 (1) で与えられる．位相はコイルの電圧と 90 度異なり，強さはコイルのインダクタンスや透磁率に直接関係しない．一方で，式 (2) は透磁率やインダクタンスが大きいかほどヨーク内に蓄積される磁気エネルギーは小さくなることを示している．これはコイルを流れる電流 I^{even} とそれに伴う境界 H_z^{even} が 0 に漸近するためである．

$$\int_S \vec{B}^{even} \cdot d\vec{S} = \Phi^{even} = \frac{V_0^{coil}}{j\omega} \quad (1)$$

$$\lim_{L \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{2} L^{even} (I^{even})^2 \right] = \frac{(V_0^{coil})^2}{2\omega^2 L^{even}} (\Rightarrow 0) \quad (2)$$

偶モード励振の場合，磁束は大きな透磁率によってヨーク内に閉じ込められ，その周りに誘導電場が発生する．この電気エネルギーを一時的に蓄えるため電流が電源より流れ込む．誘導電場の位相は電源と同位相であり，電流の位相は 90 度進む．偶モードの入力電流は式 (3) で与えられる．第 1 項は透磁率に逆比例する．図 2 の δ_e は複素数で，偶モード電流によるコイル端子での電圧降下を表す．

$$\begin{aligned} I^{even} &= I_{mag}^{even} + I_{elec}^{even} \\ &= \left(\frac{1}{j\omega L^{even}} + j\omega C^{even} \right) V_0^{coil} \end{aligned} \quad (3)$$

ヨークの磁束の時間的変化が生み出す誘導電界の一周積分値 V_{ind} は式 (4a) によってコイル両端の電圧 V_0^{coil} に等しいことが分かる．ここで積分はヨークを含む任意の経路である．

$$V_{ind} \equiv \oint_S \vec{E}_t^{even} \cdot d\vec{s} = j\omega \Phi^{even} = V_0^{coil} \quad (4a)$$

またこの電界のもつ単位長さ当りのエネルギーは次式で与えられる [8] ．

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2} \varepsilon_0 \int_S |\vec{E}_t^{even}|^2 dS (\Delta z) \\ &\cong \frac{1}{4\pi} \varepsilon_0 (V_0^{coil})^2 \cdot \left[\cosh^{-1} \left(\frac{d}{a} \right) + \frac{1}{2} \right] (\Delta z) \end{aligned} \quad (4b)$$

式 (4a)，(4b) は電圧，電気エネルギーともに周波

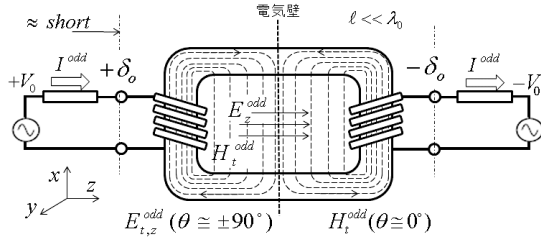


図 3 奇モード励振されたトランスの電磁界と電圧・電流
Fig. 3 Electro-magnetic field, voltage and current in transformer waved by odd mode.

数依存性をもたないことを示している．式 (4b) の第 2 項はヨーク内の電気エネルギーを表す．高い透磁率をもつヨークは磁束の漏れがない理想的コイルを実現している一方で，電気エネルギーがヨークの周りに誘導され存在することが分かる．

次に奇モードの電磁界分布を図 3 に示す．二つのコイルの電流はヨーク内の磁束を互いに打ち消し合う方向に流れる．したがって入出力端子から見たインピーダンスは極めて低く，抵抗値 R で決まる強い電流が電源とほぼ同位相で流れる．このときコイルが発生する磁気エネルギーは互いに相殺するが完全には 0 にならない．図 3 中の δ_o は，奇モードのインダクタンスが 0 でないために生じる電圧を表す．コイルが巻かれていないヨークの部分から磁界 H_t^{odd} が外側へ漏れる．この漏れる量はヨークの長さ l に比例して大きくなる．漏れた磁界はもう一つのヨークに吸い込まれるため磁界の向きは z 軸に垂直な断面内にある．入出力コイルを取り巻く磁界の積分は n を巻き数として次式で与えられる．

$$\begin{aligned} n \cdot I^{odd} &= \oint_S \vec{H}^{odd} \cdot d\vec{s} \\ &= \int_{york} \frac{B_{york}^{odd}}{\mu_0 \mu_r} \cdot d\vec{s} + \int_{air} \frac{B_{air}^{odd}}{\mu_0} \cdot d\vec{s} \quad (5) \end{aligned}$$

ここで $\mu_r \gg 1$ であることと空気との境界における磁束 B^{odd} での連続条件を用いると，式 (6) により空気中の磁界はヨーク内部の磁界より μ_r 倍強く，エネルギー流を考える限りヨーク内部の磁界は無視することができる．

$$\begin{aligned} \lim_{\mu_r \rightarrow \infty} [n \cdot I^{odd}] \\ &= \int_{air} \vec{H}_t^{odd} \cdot d\vec{s} \quad (\Leftarrow B_{york \perp}^{odd} = B_{air \perp}^{odd}) \quad (6) \end{aligned}$$

更にこの磁界は電流と同位相である．奇モードにお

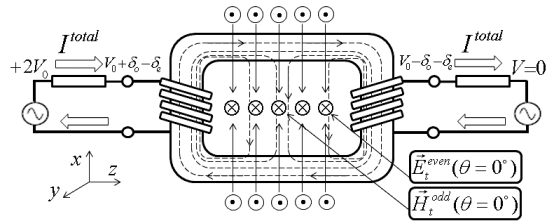


図 4 偶奇モードを重ね合わせたトランスの電磁界と電圧・電流
Fig. 4 Electro-magnetic field, voltage and current in transformer combined even and odd mode.

いては電界と磁界が存在するが互いに位相が 90 度異なるため，次式で示すようにエネルギーを定常的に運ぶことはできない．

$$\frac{1}{2} \text{Re} \int_S [\vec{E}_t^{odd} \times \vec{H}_t^{odd*}] \cdot d\vec{S}_z = 0 \quad (7)$$

偶モードと奇モードの両方が励振されたトランスのエネルギー分布を考える．電界については偶モードにおいてヨーク外で強く，その方向はヨーク内の軸方向磁束を取り巻く方向で xy 断面内にある．また磁界については奇モードにおいてヨークの外側で強く，その方向は片側のヨークから出てもう一方のヨークに吸収される方向である．これらのヨーク外に漏れた電磁界のエネルギーの存在は，図 1 で示した構造が完全な理想トランスを構成できないことを示している．しかしこの漏れた電磁界が二つのコイル間のエネルギー伝送の機能を分担する．両方のモードを重ね合わせた電磁界を図 4 に示す．

偶モード，奇モードはいずれも z 方向に定常的なエネルギー流をもたない．図 4 はこれらの二つのモードを同位相，同振幅で重ね合わせたものである．入出力端子での電圧，電流は同図に示すように電源の位相と同位相をもつ $V_0 + \delta_o - \delta_e$ であり，二次側の電源電圧は同様に $V_0 - \delta_o - \delta_e$ である．重ね合わせた状態は理想トランスの動作状態にほぼ近く，コイル間にエネルギーがほぼ損失なく伝送される状態を表している．このとき，電気エネルギーを運ぶポインティングベクトルの電界成分は偶モード由来のものであり，磁界成分は奇モードに由来するものである．これらは互いに同位相であるため，次式で示すように一方方向の電力伝送を可能にする．

$$\begin{aligned} P &= V_0 \cdot I^{odd} \\ &= \int_S [\vec{E}_t^{even}(\theta = 0^\circ) \times \vec{H}_t^{odd}(\theta = 0^\circ)] \cdot d\vec{S}_z \quad (8) \end{aligned}$$

3. 単ヨーク型トランスの集中定数等価回路

図 4 に示した電圧，電流で電力効率を計算することができる．このとき，空間電力伝送を考慮しない集中定数等価回路は図 5 で表すことができる．ただしここでは理想トランスとの差異を論じるため式 (3) の L_0^{even} の大きさは無限大とした．

ここで L_0^{odd} は奇モード励振においてヨークから漏れる全磁気エネルギーを蓄えるインダクタンス値を表す．また C_0^{even} は偶モード励振においてヨーク内磁束の回りに誘導される全電気エネルギーを蓄えるキャパシタンス値を表す．図 5 の等価回路より各モードにおける電流値は次式で与えられる．

$$I^{odd} = \frac{V_0}{R + \frac{1}{j\omega C_0^{even} + \frac{1}{j\omega L_0^{odd}}}} \quad (9)$$

$$I^{even} = \frac{V_0}{R + \frac{1}{j\omega C_0^{even}}}$$

出力端子の電圧はこれらの電流 I^{total} と抵抗値 R から式 (10) で与えられる．電流の符号はトランスから流れ出る方向を正とした．更に抵抗で発生する電力をトランスが介さず直結したときの発生電力で除して電力効率 η を式 (11) のように求めることができる．トランスから漏れいした電磁界エネルギーを表す L_0^{odd} ， C_0^{even} が極めて小さいとき，図 5 の等価回路は理想トランスに漸近する．一次コイルと二次コイルがヨークを介して空間的に離れる構造をもつトランスは，透磁率の大小にかかわらずトランス内部に電気エネルギーと磁気エネルギーを蓄える．負荷抵抗に発生する電圧は V_0 より小さく理想トランスを構成しないことを式

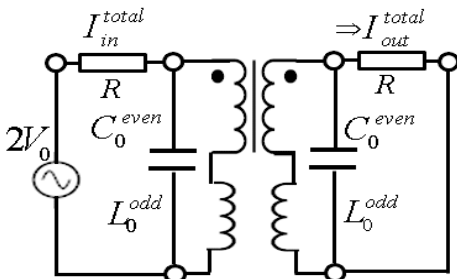


図 5 単ヨークトランスの効率を表す集中定数等価回路
Fig. 5 Equivalent lumped element circuit indicated the efficiency of single yoke transformer.

(10) は表している．しかしこの等価回路は低周波の極限で理想トランスと同じ振舞いをする．偶モードの入力インダクタンスを無限大に仮定したからであるが，次に述べる伝送線路の遮断周波数が 0 に対応していることは興味深い．

$$RI^{total} = R(I^{odd} - I^{even}) = \frac{RV_0}{[R(1-\omega^2 L_0^{odd} C_0^{even}) + j\omega L_0^{odd}](1 + j\omega C_0^{even} R)} \quad (10)$$

$$\eta = \frac{(RI^{total})^2 / R}{(V_0^2) / R} = \frac{R^2}{[R^2(1-\omega^2 L_0^{odd} C_0^{even}) + (\omega L_0^{odd})^2][1 + (\omega C_0^{even} R)^2]} \quad (11)$$

図 5 は効率表現に適した等価回路であり効率改善のための整合回路など最適な外部回路設計の情報を与える．しかし入出力間の位相遅れや構造パラメータとの関係を読み取ることはできない．特にコイル間の空間的距離，ヨークの透磁率，ヨークの径，間隔などが特性にどう影響するかを考える情報をもたない．集中定数の等価回路の限界ともいえる．したがって，トランスの特性と構造パラメータとの関係を考えるために 2 本のヨークで構成される伝送線路を検討しながら分布回路定数を導き，マイクロ波的考察を加える．

4. 単ヨーク型トランスの伝送線路モデル

図 6 にトランスの等価回路を示す．前述のようにヨーク内の磁界エネルギーは漏れいしたエネルギーに比較すると極めて小さい．入出力の端子に抵抗を介して電源を接続して定在波である偶奇モード励振を行い，二つの状態を重ね合わせるとヨークに挟まれた空間に z 軸方向のポインティングベクトルが存在することを示した．このことはエネルギー密度の高い空間でエネ

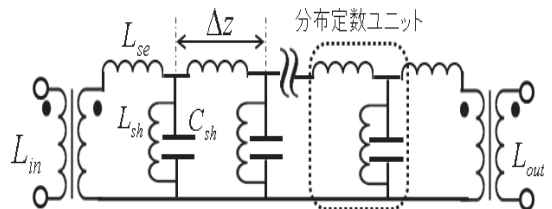


図 6 トランスヨークの物理長を考慮した等価回路モデル
Fig. 6 Equivalent circuit model of transformer considered physical length of yoke.

ルギーが運ばれる合理性を示している。ヨーク内は磁束密度が高く、その時間的な変化によってヨークの横断面内に電界が発生する。ヨークから漏えいした磁束の法線方向は境界面で連続であるため透磁率が1の空气中で強い磁界を発生する。

ヨークの高い透磁率は磁気抵抗が低いため入力コイルで発生した磁束を遠方へ運ぶことは容易に推測できる。漏えいした磁束は強い横方向の磁界を発生するため、空気中には横断面内の電磁界の両方が存在する。つまり一对のヨークは伝送線路を構成すると考えられる。筆者はヨーク対の等価回路として TE モード導波管に一般的に用いられる一次元伝送線路を適当と考えた。入出力部の等価回路は式 (4a) に示すように端子電圧と磁束の時間変化が与える誘導電界の積分値が一致することから巻き線比が1の理想トランスを用いた。

一次元電線路を用いたトランスの等価回路は分布定数素子に電氣的磁氣的エネルギーを動作中に蓄える。これは理想トランスの機能にとって不要であるが現実の大きさ、構造と特性を関係づけることを可能にする。遮断域以下で伝送が可能であることは効率を除いて図4で既に議論した。

単位長さ当りのキャパシタンスは、偶モードにおける単位長さ当りの電界のもつ電気エネルギーと電界の線積分から得られる電圧との比として式 (12) で定義することができる。また単位長さ当りのインダクタンスは式 (2) から同じ電圧と単位長さ当りの磁気エネルギーに角周波数の2乗を乗じた量との比として式 (13) を導くことができる。

$$C_{sh} \equiv \frac{\varepsilon_0 \int_S |\vec{E}_t^{even}| dS \cdot (\Delta z)}{\left[\oint \vec{E}_t^{even} \cdot d\vec{s} \right]^2} \quad (12)$$

$$L_{sh} \equiv \frac{\left[\oint \vec{E}_t^{even} \cdot d\vec{s} \right]^2}{\omega^2 \mu_0 \int_S \mu_r |\vec{H}_z^{even}|^2 dS} \cdot \left(\frac{1}{\Delta z} \right) \quad (13)$$

式 (12), (13) より電気エネルギーと磁気エネルギーの比が得られる。

$$C_{sh} L_{sh} \equiv \frac{1}{\omega_c^2} = \frac{\varepsilon_0 \int_S |\vec{E}_t^{even}|^2 dS}{\omega^2 \mu_0 \int_S \mu_r |\vec{H}_z^{even}|^2 dS} \quad (14)$$

式 (14) はキャパシタンスとインダクタンスの積、す

なわち遮断周波数が、単位長さのとり方によらない合理性を表している。

5. ヨーク伝送路の遮断周波数と伝搬定数

遮断周波数においてはヨーク内の軸方向磁界のもつエネルギーと磁束の時間的な変化で発生する電気エネルギーは等しい。式 (4b) は端子間電圧が一定のとき、単位長さ当りの電気エネルギーはほとんど周波数依存性をもたないことを示している。一方ヨーク内の磁気エネルギーは式 (15) に示すように角周波数の2乗と透磁率の積に反比例する。両者のエネルギーが等しくなる遮断周波数を低く設定するには、透磁率を大きくすることが必要である。透磁率が無限大の極限状態においては、遮断周波数は直流に漸近する。ここではヨーク内の磁束密度の分布を一定とした。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \mu_0 \int_S \mu_r |\vec{H}_z^{even}|^2 dS (\Delta z) \\ = \frac{\Phi^2 (\Delta z)}{2 \mu_0 \mu_r S} = \frac{2(V_0^c)^2 (\Delta z)}{\omega^2 \mu_0 \mu_r (\pi a^2)} \end{aligned} \quad (15)$$

式 (4b), (15) を式 (14) に代入すると遮断周波数が得られる。

$$\omega_c^2 = \frac{8}{\varepsilon_0 \mu_0 \mu_r a^2 \cdot \left[\cosh^{-1} \left(\frac{d}{a} \right) + \frac{1}{2} \right]} \quad (16)$$

遮断周波数を決める回路定数を、構造パラメータを用いて以下のように求めることができる。

式 (12) に式 (4a), (4b) を代入して C_{sh} の値を構造パラメータで表すことができる。

$$C_{sh} = \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \left[\cosh^{-1} \left(\frac{d}{a} \right) + \frac{1}{2} \right] (\Delta z) \quad (17)$$

同様に式 (15) を式 (13) に代入して L_{sh} の値を表すことができる。

$$L_{sh} = \frac{\mu_0 \mu_r (\pi a^2)}{4} \left(\frac{1}{\Delta z} \right) \quad (18)$$

式 (17), (18) は式 (16) と同じ遮断周波数を与える。

導波管型伝送線路と大きな透磁率を仮定するとほぼすべての磁気エネルギーは空气中に存在する。電気エネルギーはヨーク内に一部残存するがエネルギーを運ばない。分布は TEM モードに近く、空气中のエネルギーと電力流の比が位相速度を与える。回路的には空气中の電気エネルギーを蓄えるコンデンサと直列インダクタンスの積の平方根が十分大きな周波数での速度を

与えるため直列インダクタンスは次式で与えられる．

$$L_{se} = \frac{\epsilon_0 \mu_0}{C_{sh}^{air}} = \frac{2\pi \mu_0}{\cosh^{-1}(d/a)} \cdot (\Delta z) \quad (19)$$

式 (17) ~ (19) の回路定数より図 6 の等価回路定数はすべて与えられ、伝送線路としての伝搬定数は次式のように得られる．ヨーク内の電気エネルギーが 10 ~ 20% 程度、波長を短縮させることが分かる．

$$\gamma^2 = \left[1 + \frac{1}{2 \cosh^{-1}(d/a)} \right] \cdot \left[\left(\frac{\omega_c}{c} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \right] \quad (20)$$

6. 表面波線路とヨーク対伝送線路との差

等価回路定数はこの 3 式で構造パラメータと関連づけることができたが、非放射の導波管型の伝搬モードを仮定した．等価回路は遮断周波数をもち、それ以下の周波数では誘電体線路のような表面波導波路 [9] でないことを表している．遮断周波数以下の伝送は一般的には難しいが、図 2、図 3 はほぼ直流までの電力伝送がエバネッセント波で定性的には可能であることを示している．偶モードにおいて式 (4b) は電気エネルギーが周波数に対して一定値であることを示す．このことは低周波の極限でもポインティングベクトルの要素である電界を供給することを表すものである．遮断周波数が十分低いとき、減衰定数は式 (20) に従って小さくなり効率的な電力伝送を行うことができる．しかしこのことは導波管型等価回路が適用できることが前提である．磁性体であるヨーク対が表面波伝送路のように空間に広がらず、TE モード導波管の遮断域における電磁界の性格をもつことは極めて興味深い、その理由を考察する必要がある．

1 本のヨークを磁性体電磁波線路としてとらえることは誘電体線路と同じである．伝送モードが TE01 モードの場合、磁界が軸方向であり電界は回転方向である．テーパ状に斜めに広がる回転電場を磁性体と空気との境界で反射する力はない．電気エネルギーが局在化できる唯一の原因は軸方向磁束の時間的変化である．すなわち電気エネルギーを境界で閉じ込める表面波の性質をもたない．電界分布を図 7 に示す．電界と磁性体は相互作用がない．境界面の影響を受けることなく電界が局在化している様子が見える．

次に磁束の連続性は進行方向を含む縦断面内で保たれる．ヨーク横断面内の磁束の連続性を図 8 に示す．ヨークから径方向にほぼ垂直に飛び出した磁束は磁気

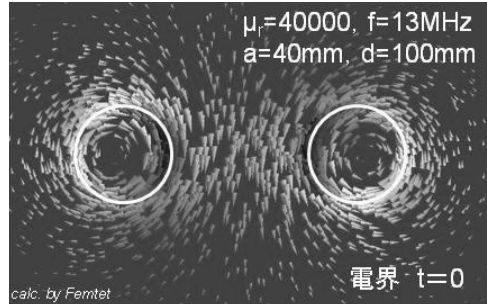


図 7 ヨーク周辺の電界分布
Fig. 7 Electric field distribution around yoke.

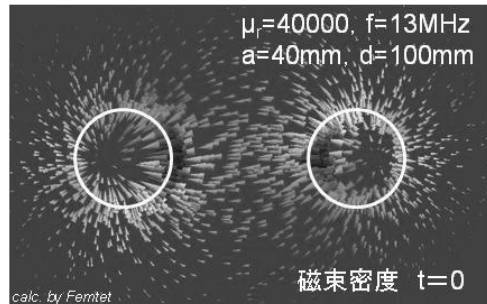


図 8 磁束の連続性
Fig. 8 Continuity of magnetic flux.

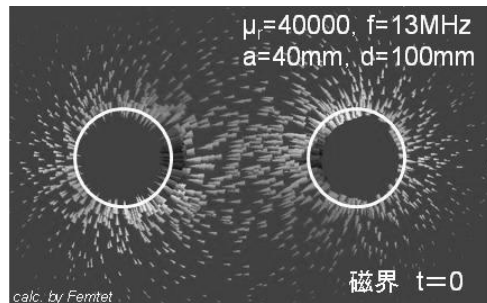


図 9 ヨーク周辺の磁界分布
Fig. 9 Magnetic field distribution around yoke.

抵抗が最も低い道筋を通してループを構成する．ヨーク間距離が波長に比べてはるかに小さいため、図 3、図 4 のようにヨークにほぼ垂直に入射してループを描く．このとき透磁率が高いため磁気エネルギーはほとんど空気中に存在することは式 (6) を用いて既に述べた．磁界分布を図 9 に示す．磁束密度の境界条件は磁気エネルギーをヨーク外に押し出すことが分かる．したがってコイルが作り出す磁束が一定であれば、全磁束が磁性体内部にある方がループのもつエネルギーが低くなる．伝搬する半波長のループを考えると磁性体

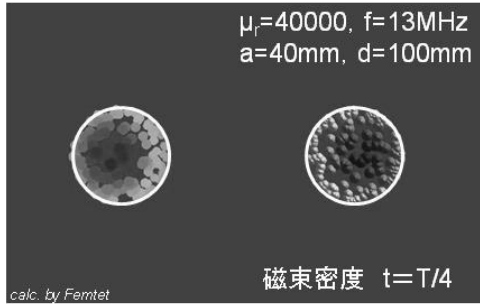


図 10 ヨーク内への磁束の集中
Fig. 10 Concentration of magnetic flux in yoke.

内部を往復することによって磁界のエネルギーは空気中に漏れ出した部分だけになりその大きさは極小値をとる。

片側のヨーク内で磁力線が往復するループをもつ高次モードに一次コイルの磁束は結合しない。ヨーク内の磁束分布を図 10 に示す。コイル断面で緩やかに変化する磁力線は磁気抵抗の最も低い経路を選んで反対側のコイル断面に戻る。磁力線間には互いにマクスウェルの応力という反発力が働くが、その力の大きさは透磁率に反比例する。そのため磁性体内部にとどまる方が磁気エネルギーは低く [10]、磁束のヨーク内への閉じ込め効果が強く働くと考えられる。

入力コイルの電流が供給する磁束ループを維持しながらエネルギー的に低い安定状態で伝搬するためには帰りの道を受け持つもう 1 本のヨークが必要である。境界面反射で波を 1 本のヨークに閉じ込めた表面波伝送ではなく、磁気ループのもつエネルギーを最小にする伝搬モードを一对のヨークが構成している。したがって電磁界エネルギーは伝搬非伝搬にかかわらずヨーク内部と 2 本のヨークの近傍空間に存在できると考えられる。図 11 に遮断域における電界分布、磁界分布をそれぞれ表す。非伝搬領域においてもヨーク周辺に電磁界のエネルギーが局在化する様子が分かる。シミュレーション結果はトランスのヨーク対への TE 導波管の伝送線路等価回路の適用妥当性を示すものである。またこのことはトランスが遮断域を超えて直流近辺まで機能することを表すものである。

遮断周波数が低いほど減衰定数は小さく効率は高い。シミュレーションで算出された伝搬定数と、構造モデルを式 (16), (20) に代入して求めた理論値を図 12 に示す。これは導波管の分散曲線と同じであるが、大きな違いは遮断周波数が約 2 けた低いことである。式

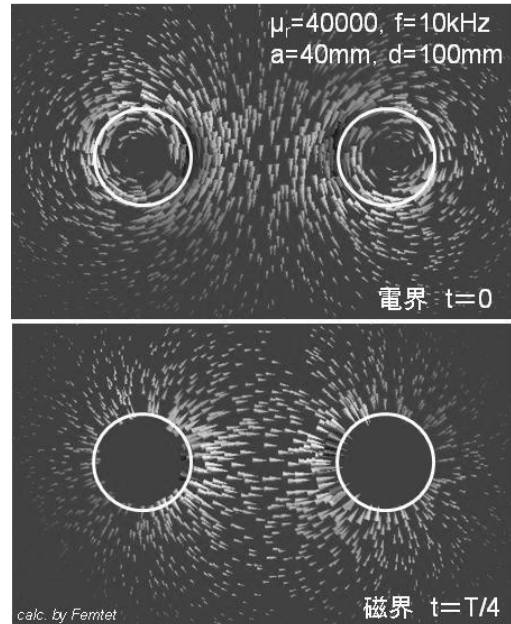


図 11 遮断域における電磁界分布
Fig. 11 Electro-magnetic field distribution at cut-off range.

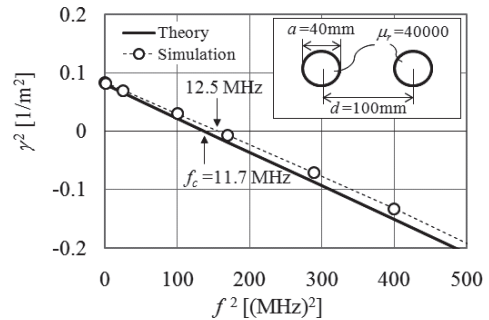


図 12 ヨーク伝送路の伝搬定数 (理論値とシミュレーション値)
Fig. 12 Propagation constant of yoke transmission line (Theory and simulation).

(16) の遮断周波数 (11.7 MHz) とシミュレーション結果から求めた値 (12.5 MHz) とは 6% の差で一致した。kHz 帯以下の減衰の大きさは構造パラメータと遮断周波数だけで決まり、約 0.25 dB/10 cm である。

ヨーク伝送線路の電磁界エネルギーの運び手はポインティングベクトルである。エネルギーはヨーク内部ではなくヨーク近傍の空气中を伝搬する。横方向電磁界からポインティングベクトルを合成して図 13 に表した。ヨーク内に磁束は存在するがエネルギーも電流も存在しないことが分かる。よく知られているよう

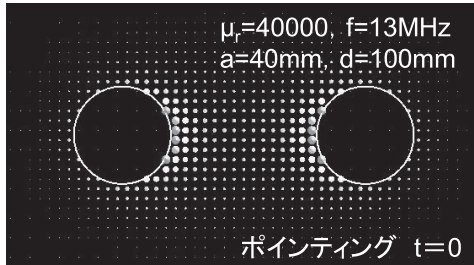


図 13 ポインティングベクトルの様子
Fig. 13 State of Poynting's vector.

に、磁気回路のヨークは電気回路の電線に対応していることが MHz 帯でも確認できた。透磁率を無限大にしてヨークを電線位まで細くすれば、伝送モードは電界と磁界を入れ換えたレッチェル線のもつ電磁界と双対であることが容易に推定できる。

7. む す び

方形型の単ループヨーク構造をもつトランスにおける入出力コイル間電力伝送機構を、マイクロ波技術を用いて解析し、以下の結論を得た。

1. 2本の平行ヨークは非放射性 TE モードの伝送路を構成すると仮定した。定在波である偶奇モード励振の重ね合わせが効率の高い入出力間の電力伝送を説明できることを示した。

2. 導波管 TE モードの伝送線路を用いて回路定数をエネルギー積分で定義し、構造パラメータと透磁率を用いて遮断周波数と伝搬定数を示した。

3. ヨーク内部に強い磁束が存在するが磁気エネルギーは極めて小さい。磁力線ループはヨーク対内の往復により安定した伝送モードを構成する。

4. 遮断周波数以下でもモードの電磁界分布は保たれる。したがって偶奇のエバネッセントモードの重ね合わせで伝送が可能である。ヨーク間隔は遮断波長の 0.4%位であるため減衰は小さく小型形状で直流近辺までトランスとして動作する。

5. 電磁界シミュレータ (Femtet) を用いて、仮定したように導波管型伝送モードの存在を確認した。ポインティングベクトルは空間に存在しヨーク内部には存在しない結果を得た。

謝辞 有益な議論と助言を頂いた宇都宮大学古神義則准教授に謝意を表します。電磁界計算に御協力頂いた(株)村田製作所の柳ヶ瀬雅司氏、古樋知重氏、井上学氏に感謝致します。

文 献

- [1] A. Kurs, A. Karalis, R. Moffatt, J.D. Joannopoulos, P. Fisher, and M. Soljacic, "Wireless power transfer via strongly coupled magnetic resonances," *Science Express*, vol.317, no.5834, pp.83-86, June 2007.
 - [2] 居村岳広, 内田利之, 堀 洋一, "非接触電力伝送における電磁誘導と電磁界結合の統一的解釈," 電気学会研究会資料, VT-09-007, 2009.
 - [3] N. Shinohara, H. Matsumoto, and K. Hashimoto, "Solar power station/satellite (SPS) with phase controlled magnetrons," *IEICE Trans. Electron.*, vol.E86-C, no.8, pp.1550-1555, Aug. 2003.
 - [4] 今井 功, 電磁気学を考える, pp.272-279, サイエンス社, 1990.
 - [5] 栗井郁雄, "共鳴型ワイヤレス給電の BPF 理論による解析," 信学技報, AP2009-169, Jan. 2010.
 - [6] G. Todeschini and A.E. Emanuel, "A Poynting vector approach to the study of power flow through a transformer," *Electrical Power Quality and Utilization Journal*, vol.13, no.1, pp.129-137, 2007.
 - [7] F. Herrmann and G.B. Schmid, "The Poynting vector field and the energy flow within a transformer," *Am. J. Phys.*, vol.54, no.6, pp.528-531, 1986.
 - [8] 中島将光, マイクロ波工学, p.173, 森北出版, 1975.
 - [9] 板倉清保, 熊谷信明, 超高周波回路, pp.251-257, オーム社, 1963.
 - [10] 高橋英俊, 電磁気学, pp.250-253, 裳華房, 1959.
- (平成 22 年 8 月 31 日受付)



石川 容平 (正員:フェロー)

昭 47 名大大学院・理(物理)修士課程了。平 7 東北大学院・電気・通信工学博士課程了。昭 47(株)村田製作所入社, 平 8~平 10 豊橋技術科学大学開発センター客員教授, 平 15 取締役執行役員・先端技術開発センターセンター長, 平 18 シニアフェロー・次世代技術研究所所長, 現在同社常任技術顧問, 京都大学生存圏研究所客員教授。本会 APMC 国内委員会委員, (財)放射科学研究会理事, IEEE MTT-S KC Chair, (財)村田学術振興財団評議員。マイクロ波ミリ波計測技術の研究開発, セラミック誘電体材料・誘電体共振器の開発及び応用研究, マイクロ波フィルタ・超電導フィルタ・DR-VCO・アンテナ・電力合成に関する研究開発に従事。工博。平 4 科学技術庁長官発明奨励賞, 平 6 APMC Japan Microwave Prize, 平 18 文部科学大臣表彰科学技術賞等受賞, 電気学会, 日本物理学会, IEEE 各会員。