

はじめに

Super Rad アンテナの動作原理については、まだまだ理解されていないと感じています。その理由の一つに誘導電流を利用するという点であろうと思われます。この点がどうも納得出来ないようです。順に説明しますが、逆に誘導電流の発生を無くしてしまうと極度に性能が劣化したただのダミーロードになってしまいます。大きい輻射抵抗は、実は電流の移動によってもたらされる事が分かってきたのです。

このような現象は従来アンテナでは発生しません。よって従来アンテナの常識は、このアンテナには通用しません。この際、そのような一般常識に捕らわれていたのでは前に進めませんので、一時的にせよ忘れる必要があります。とは言え、ただただ電磁気学の諸法則に従っているにすぎません。

ところで、電流の移動とは何かと言うと、電気力線と磁力線の移動を意味します。電気力線が移動すれば

$$\mathbf{H}_a = \boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{v} \times \mathbf{E} \quad 0-1$$

という磁界が発生します。また磁力線が移動すれば

$$\mathbf{E}_a = -\boldsymbol{\mu} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \quad 0-2$$

という電界が生じます。これら新たに生じる電磁界の強さは移動速度に比例することになります。この新たにできた電界と磁界だけでは、もともと輻射抵抗が小さく他の電気抵抗等のロスが大きく電磁波の輻射は極めて少ない。ところが、他の電流の輪と交錯することにより互いに大きな逆起電力を発生することになります。これが大きな輻射抵抗を生むことになります。

小型アンテナというと、近頃はすぐに同軸ケーブルによる輻射をあてにしたものであると考えられてしまう。どんなアンテナでも、同相電流が発生する以上同軸ケーブルからの輻射はあり得ます。何故、ケーブルからの輻射を小型アンテナの特技とするのか理解に苦しむ。GP、ツェップ、傾斜型DP等バランスの悪いアンテナは、ケーブル輻射する可能性が高い。小型アンテナ＝同軸ケーブルによる輻射は、非常に浅薄な考え方に他ならない。そもそも、同軸ケーブルによる輻射をあてにしたところで、大した性能は発揮出来ないことは経験的に分かっているであろう。

Super Radアンテナの性能は、ケーブル輻射を遙かに越えている。ケーブル長等に注意し、ケーブル輻射を抑えた方が、飛びは良いしSN比も良いのである。

目 次

- 1 基本原理
- 2 誘導電流に対する輻射抵抗について
- 3 更に詳しい説明
 - 3-1 シリンダからの輻射
 - 3-2 円盤からの輻射
4. 輻射抵抗の計算データ
10. 補足説明
 - 10-1 電磁波の発生機構について
 - 10-2 誘導電流は磁束を相殺するか
 - 10-3 二次電流による輻射の検証法

1. 基本原理

右図のようにアルミ板にディップ・メータを近づけると殆ど周波数に関係なくディップします。アルミ板はディップ・メータのエネルギーの一部を奪ったとも言えます。

更に別な言い方をすれば、アルミ板には磁界に曝されればこれに電流を流すという形で反応するものでもあります。この反応は共振を利用するわけではありませんが、これをアンテナとして利用しようというのがSuper Rad アンテナの基本的な考え方です。

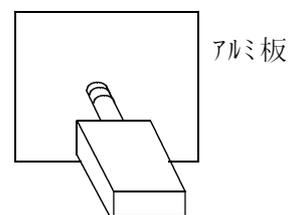
上記で発生したアルミ板上の誘導電流はリング状に流れるので、さながら磁気ダイポールのように動作するはずですが、しかしながら、誘導電流が流れたとしても十分大きな輻射抵抗が得られなければ効率が悪いに違いありません。図1-1のような状態で受信機で受信してみると、確かに信号強度が増すのが分かります。板の大きさは波長に比し非常に小さいにも拘わらず、電磁波の発生に相当寄与していることが分かります。

コイルから発した磁界は起電力をもたらすのみで、誘導電流の大きさは別問題です。よく強い磁界を作れば大きな誘導電流が得られると考え勝ちですが誤解です。アルミ板上に起電力によって電流が流れると、この電流による磁束が発生します。この磁束を相殺するようにコイルには負荷電流という形で、別途電流が重畳されます。もし輻射抵抗等何らかの純抵抗が存在すると誘導電流の位相がズレなければなりません。それに応じて電力供給側であるコイルに流れる電流位相もズレます。これは変圧器の原理に他なりません。位相がズレるということは、消費電力を伴うということを意味します。何故ならば、どんな正弦波でもSIN、COSに分解出来どちらかが必ず電圧位相と一致する成分が発生するからです。

ところで、誘導電流はリング状になっているはずですがこのリング径が小さいとしても何らかの輻射抵抗は存在するはずですが。アルミ板上の誘導電流は共振コイルに流れる電流に比し非常に大きいはずで、ちょうど変圧器の二次側短絡に似ています。ここでコイル側から見た輻射抵抗は見かけ上大きくなったと言えます。変圧器のインピーダンス変換機能そのものです。

実は誘導電流に対する輻射抵抗は以外に大きいということも分かってきたのです。

この輻射抵抗について次ぎに説明します。Super Rad アンテナの高性能の秘密はインピーダンス変換機能と誘導電流に対する輻射抵抗の以外な大きさにあるのです。



ディップメータ

図1-1

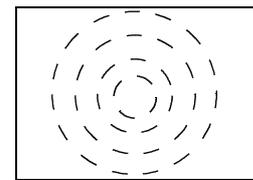
2. 誘導電流に対する輻射抵抗について

従来より、輻射抵抗の解説は極めていい加減であったため十分に理解がされぬままになっていると言ってよいでしょう。輻射抵抗の定義はアンテナより輻射される電力をアンテナ・エレメント上に流れる電流の自乗で割ったものとされる。定義なんだから、仕方ありませんがひどい説明ではありませんか。これでは輻射抵抗の実体など分かりはしません。小型アンテナにとってこれ程重要な物理量はありません。

輻射抵抗は、電流に対して90°位相のズレた磁界の存在がその源であります。その90°ズレた位相をもった磁界は電流の発生と同時に電流周辺に磁界が発生する訳ではなく時間を掛けながら発生することに起因しています。

ところで、アルミ板上に発生した誘導電流は板全般に拡がりをもったものと言えます。この拡がりのある電流であることが非常に重要です。左図のように誘導電流はリング状をしておりかつ拡がりをもっています。いわば電流リングが幾重にも重なっていると言ってよいでしょう。この電流間にも何らかの相互作用があると考えるのは自然です。

リング電流同士が同じ方向を向いているとすると、相互インピーダンスの作用でかならず、輻射抵抗の増加をもたらします。相互インピーダンスをZとすれば



電流相互間で影響がある

図2-1

$$- Z^2 (R + j \omega L) / (R^2 + \omega^2 L^2) \quad 2-1$$

がインピーダンスの増加分です。Rは相手の純抵抗成分、Lは同じくインダクタンスとします。Zは相互インダクタンスMとし実部をとれば、

$$\omega^2 M^2 R / (R^2 + \omega^2 L^2) \quad 2-2$$

両者の結合度が大きく、 $R \ll \omega L$ であればR分が加算される程度です。つまり輻射抵抗の増加と言ってもせいぜい2倍程度であると言えます。リング電流間の距離による位相のズレも生じるでしょうが、リング電流径は非常に小さく、輻射抵抗自体小さ

いので輻射能力も小さい。よってこの際、位相のズレは考慮しなくてもよいと考えられます。

もともと、小さな輻射抵抗しか持ち合わせていない電流路同士が、接近したところで大きな輻射抵抗をもたらすとは考えにくい。リング電流が幾重にも重なったところで3倍にもならない。この辺はフォールデット・ダイポールとは訳が違います。

ところが、リング電流同士の間隔が時間変動すると、インピーダンスの増加は途方もなく大きくなるのが分かってきたのです。実際のアンテナでは、誘導電流はアルミ板やシリンダ全域に渡り分布していることが知られております。この電流の移動速度の変動が飛躍的に輻射抵抗の増大をもたらしているのです。

リング電流の移動速度の変化は隣の他のリング電流間との相互インダクタンスの変動と言えます。この時の磁束の変動は両者の相対速度に比例することは想像に難くありません。

相対速度のみならず、移動速度そのものもある程度大きくないとシリンダやアルミ板全体に分布する前に消滅してしまいます。リング電流路のインダクタンスにエネルギーを貯めておきこれを消費させているために、ある時間リング電流は存在できるという訳です。

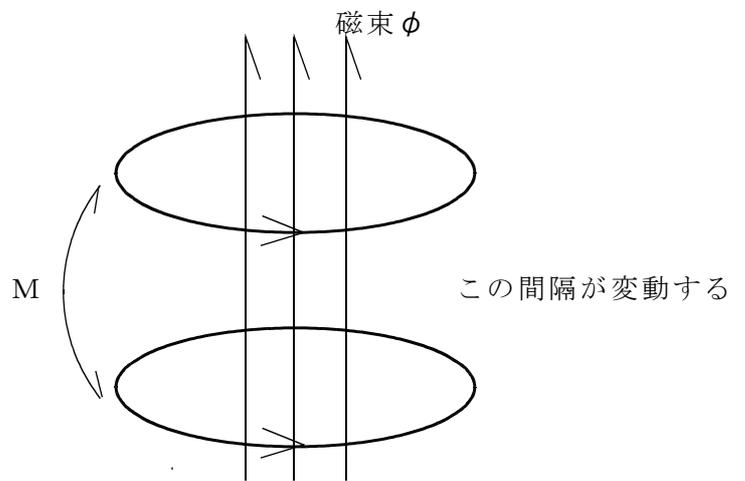


図 2 - 2

Super Rad アンテナはインダクタンスに貯めた磁気エネルギーを飛躍的に増大した輻射抵抗に消費させることにより高効率に電磁波を輻射しているのです。リング電流の移動と変動こそが、このアンテナの急所と言えます。

輻射抵抗が増大すると、等価的に微少な輻射抵抗 δr がリング電流に沿って存在している。輻射抵抗はリング電流の変動によって大きくなったということは、大きな電界が生じているはずで、電磁波は電界 E と磁界 H の比は一定でなければなりません。とすると大きな電界が生じるといことは強い磁界も生じる必要があります。

この磁界は電流が高速で動くことにより、発生すると考えられます。つまり電流が移動することにより、電界も移動し移動速度に比例した強い逆起電力を他のリング電流通路に発生します。この時、大きな加速度を電子が受けることにより強い電磁波が発生するという訳です。

3. 更に詳しい説明

つぎに図3-1はSuper Radアンテナの基本構造です。共振回路のコイルに導体シリンダを近づけただけのものです。

シリンダ円周上にもしシリンダに抵抗が無く、インダクタンスのみだとするとIはコイルに流れるに対して逆位相の電流ということになります。もしシリンダ上の電流通路に何らかの抵抗が存在したら位相がずれて行くこととなります。実際にはコイル上の電流とシリンダ上の電流との位相差は小さくなっており、電力消費が発生している証拠とも言えます。この辺りは変圧器とよく似ています。

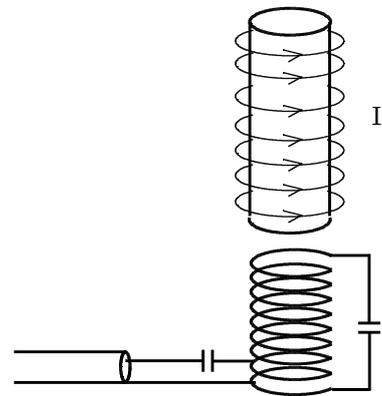


図3-1

誘導電流Iが流れることは、理解出来るかと思えます。もしIの通路に何らかの抵抗があるとしたら、コイルにはそれ相当の負荷電流が流れるはずですが、この辺りも変圧器と同じです。ただ漏れインダクタンスが多いことや、初めに二次側短絡ありきの点が少々違います。

ところでIが図のように流れていると当然I同士の影響を互いに受けます。このことが輻射抵抗を大きくする元になります。リング同士の間で互いに逆起電力を発生し合うことになるからです。

それではシリンダの場合、輻射抵抗Rはどのように生成されるのでしょうか。

図3-2は実際のシリンダ上の電流の大きさを考慮したものです。つまり低端部では電流が大きく他の部分では約半分程度の電流がほぼ一様に流れています。シリンダ上の電流がシリンダ上全体に分布しているということは、電流に対して力が働く必要が

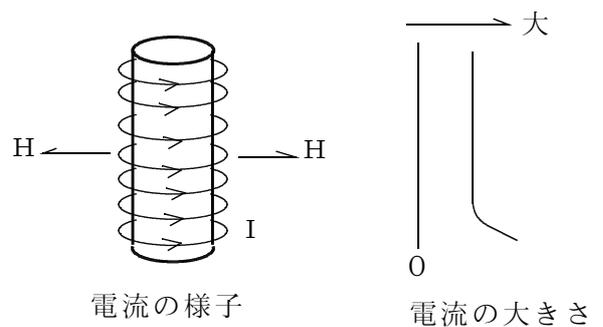


図3-2

あります。実際シリンダに対して垂直方向に磁界Hが発生しており、リング電流が移動している証拠と言えます。このリング電流の移動こそが、大きな輻射抵抗の源であるという事が分かってきたのです。単に電流の輪が重なったものと、輪同士で得られる輻射抵抗の増加はせいぜい2倍位です。ところが、より大きな輻射抵抗が側に存在するとすぐ隣は輻射抵抗の増大は望めません。もともと、100mm程度の直径では輻射抵抗が倍になったところで輻射効率が上がるものではありません。

ん。よって本質的に大きな輻射抵抗を発生しうる機構が必要です。それが、リング電流の移動でなされる、大きな磁束の変動である訳です。

磁界Hが何故発生するのかについて随分悩まされました。最初コイル近くのシリンダ底部で電流が発生すると、同方向の電流同士互いに輻射抵抗を増大させます。そこでリング電流は、表皮効果に似た原理と近傍に電位差が生じることから上方へと流れるようになります。そこでますます他のリング電流とが相互に影響を与え合うこととなります。リング電流が移動するということは、シリンダに対して垂直方向にHが発生することとなります。また、実際に電力を供給するともつぱら発熱するのは底部であることから底部に電流が集中していると言えます。

シリンダ上全体に電流が存在することは事実であり、この電流がどのように電磁波を発生させるのでしょうか。

3-1 シリンダからの輻射

図3-3のように極近傍同士にIなる電流が流れているとすれば互いのリング上への起電力で電流の向きと反対になる成分、つまり逆起電力になる成分は次のようになります。

$$\xi^2 = \frac{4a^2}{c^2 + 4a^2} \quad 3-1$$

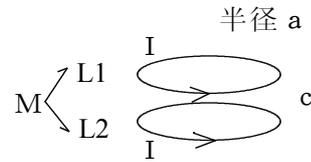


図3-3

$$E(\xi) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - \xi^2 \sin^2 \phi} \, d\phi \quad (\text{第二種完全楕円積分}) \quad 3-2$$

$$K(\xi) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\phi}{\sqrt{1 - \xi^2 \sin^2 \phi}} \quad (\text{第一種完全楕円積分}) \quad 3-3$$

とすれば、相互インダクタンスは

$$M = \mu \sqrt{c^2 + 4a^2} \left[(1 - \xi^2/2) K(\xi) - E(\xi) \right] \quad 3-4$$

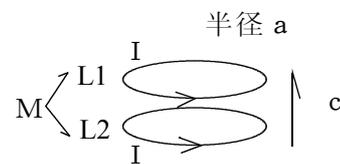
となります。

逆起電力 ε は次のようになりります。 R_1 、 R_2 はそれぞれ L_1 、 L_2 の輻射抵抗を含めた損失抵抗とし、両者のコイルに流れる電流の位相が同じとすれば実部だけをとれば

$$\varepsilon = (\omega^2 M^2 (R_1 \cos(\beta c) - \omega L_1 \sin(\beta c))) I / (R_1^2 + L_1^2 \omega^2)$$

3-5

のようになりります。分子の第2項は非常に小さく無視出来ます。 β は $2\pi/\lambda$ です。ここで I を1とおくとインピーダンスの増加分になります。ところが、リング電流が上方へと移動しますと、相互インダクタンスが変化することになり、この事により他のリング電流と交錯する磁束が変化することになります。特にシリンダ上部へはリング電流が接近してくるために輻射抵抗が大きくなりどんどん電磁波となって消費しているのです。リング電流の移動による逆起電力の概算は次のようになりります。



電流が移動する。

図3-4

ここで重要な事は、相互インダクタンスが変動することによる磁束の変化であって電流の変化による磁束の変化を意味しているのではありません。式3-5は相互インダクタンスの変化を無視した式であり、下記式3-6は電流の変化を無視したものです。本来同時に変化するものですから正確さを欠きます。しかし、電流の変化分による寄与は小さく相互インダクタンスの変動による寄与の方が遙かに大きく、これのみを考慮すればよいことになりります。 c が変動したときの相互インダクタンスの変化率は

$$M'_t = \mu \frac{c}{\sqrt{c^2 + 4a^2}} \left[(1 - \xi^2/2) K(\xi) - E(\xi) \right] \partial c / \partial t$$

$$+ \mu \sqrt{c^2 + 4a^2} \left[(1 - \xi^2/2) K(\xi) - E(\xi) \right]_{\xi} \partial \xi / \partial c \cdot \partial c / \partial t$$

3-6

第一項の逆起電力への寄与は小さくなく、第二項が重要です。

第二項はまとめると

$$\mu \frac{-2ca}{(c^2 + 4a^2)} \left(-\xi K(\xi) + (1 - \xi^2/2)K'_\xi(\xi) - E'_\xi(\xi) \right) \partial c / \partial t \quad 3-7$$

$$K'_\xi(\xi) = \int_0^{\pi/2} \frac{\xi \sin^2 \phi}{(1 - \xi^2 \sin^2 \phi)^{3/2}} d\phi \quad 3-8$$

$$E'_\xi(\xi) = \int_0^{\pi/2} \frac{-\xi \sin^2 \phi}{(1 - \xi^2 \sin^2 \phi)^{1/2}} d\phi \quad 3-9$$

大括弧内第一項と第二項はほぼ互いに相殺するような関数で、リング電流同士が接近している場合には第三項が残ります。この値は接近すればするほど飛躍的に大きくなる値です。よって大きな逆起電力を相手のリング電流に対して発生することになると考えられます。

式3-9は次のように変形できます。

$$\int_0^{\pi/2} \frac{1 - \xi^2 \sin^2 \phi - 1}{\xi (1 - \xi^2 \sin^2 \phi)^{1/2}} d\phi$$

$$= \int_0^{\pi/2} \left(\frac{(1 - \xi^2 \sin^2 \phi)^{1/2}}{\xi} - \frac{1}{\xi (1 - \xi^2 \sin^2 \phi)^{1/2}} \right) d\phi$$

$$E'_\xi(\xi) = (E(\xi) - K(\xi)) / \xi$$

3-11

を得ます。結局式 3-7 は

$$\mu \frac{-2ca}{(c^2 + 4a^2)} \left[-E(\xi) / \xi + (1/\xi - \xi)K(\xi) + (1 - \xi^2/2)K'_\xi(\xi) \right] \partial c / \partial t$$

3-12

第二項はリング電流同士が接近している時、すなわち ξ が 1 に近い時には小さい値になることが分かります。第一項は大きくても 1.57 程度です。第三項が重要です。

相互インダクタンスの変化率が分かったので、L1 から L2 への逆起電力は次のようになります。M がラプラス変換出来ず正確さを欠きますが、等価的に M_v を定義し定常状態と仮定すれば、(逆起電力は $t = 0$ の場合より $t = \infty$ の場合のほうが小さいはずである。実際にはこの計算より大きな逆起電力が発生していると考えられます。)

$$\dot{M} I = j \omega M_v I \quad \therefore M_v = \dot{M} / j \omega$$

3-13

となりますので、新たに L_v を定義します。便宜上、 M_v は通常のインダクタンスに \dot{M} を換算した値とするのです。 M_v を式 3-5 の M に代入すると相互インダクタンスが変動することによる逆起電力は

$$\varepsilon_2 = \pm \dot{M}_t^2 R_1 I \cos(\beta c) / (R_1^2 + \omega^2 L_1^2)$$

3-14

となります。 \pm はリング電流同士が接近する方向に移動する場合は + で、大雑把に、ある程度リング電流同士が接近しておれば、式 3-12 をさらに第三項のみで表現すると

$$\dot{M}_t = \mu \frac{-2ca}{(c^2 + 4a^2)} (1 - \xi^2/2) K'_\xi(\xi) \partial c / \partial t \quad 3-15$$

となります。

少し計算し易くなったので、EXCELを使い計算してみることにします。実際に計算してみると、3-14式の値はリング電流間の距離cとリング電流の移動速度に大きく依存し、光速に近づくと非常に大きな値になります。リング電流は $\omega L/R$ の時定数で減衰するので、インダクタンスを100nH輻射抵抗を含めたRを10Ωとしても、時定数は僅か10nSecとなります。かなりの高速でリング電流は移動しなければ、シリンダ全体に分布することはあり得ません。もし光速でリング電流が移動するとすれば、3.5MHzで10nSecは0.035λで約3m程度移動出来ることとなります。輻射抵抗が100Ω程度になっても20cm程度のシリンダ長であれば、シリンダ全体に渡りリング電流は分布出来ることとなります。

電流の移動速度は光速以下でなければなりません。また電子の速度と言うよりは、電界の伝搬速度と考えられます。電界の伝搬速度はシリンダのインダクタンスにより遅くなります。ちょうど、伝送路内の電磁界の伝搬速度がLCによって遅くなるのに似ています。しかし、停止しているか減速しているリング電流の存在が無ければ十分な輻射抵抗は発生できません。シリンダの端に近づくと減速していると考えられます。シリンダの垂直方向に発生する磁力線の様子からも伺われます。

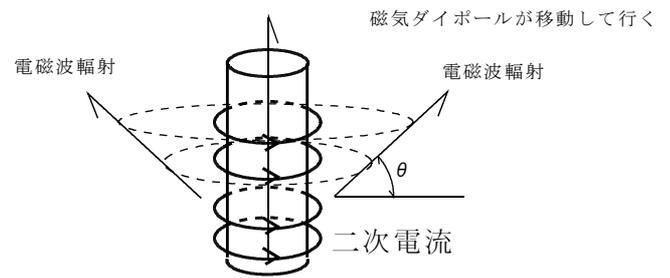
簡単に言えば、リング電流の移動は電界の移動に他ならず、この電界はリング電流同士が接近とともに強くなり、移動方向に発生した電磁波が伝搬してゆくと考えられます。

EXCELを使った計算の結果次のようになりました。双方のリング電流に生ずる輻射抵抗は双方とも同じ大きさになるという条件下で、かつ片方のリング電流が停止しもう片方が光速で接近するという極限を想定した計算すると

周波数	シリンダ半径a	リング電流間距離 c	L	輻射抵抗
3.5	50mm	100mm	100nH	46 Ω
3.5	50mm	10mm	100nH	1823 Ω

となりました。やはりかなり大きな輻射抵抗を生みだしかつ電磁波の輻射も効率的に行われていると考えられます。リング電流同士が接近して行く内により大きな輻射抵

抗が発生し電磁波となってエネルギーを消費することになります。驚いたことに、この輻射無抵抗の大きさは周波数に殆ど依存しません。電磁波の輻射方向はシリンダに対して垂ある角度を持ちます。また、シリンダ径とリング電流間距離 c との比が一定ならば同じ輻射抵抗が得られるという結果を得ました。



コイル径が小さくても、リング電流同士が接近して行くうちに、大きな輻射抵抗が発生し、やがて電磁波が発生し電力消費を生むことになります。結局コイルは小さくとも電磁波の発生能力はそれ程差はないと考えられます。実際にはコイル径が小さいといくら捲いても所望の周波数に共振出来ないという不具合が生じるため限度があります。しかし、フェライト・コアを利用した物ではコイル径を非常に小さく出来るが、アンテナとして動作していることが確認されています。フェライト内部のロスのために空芯式よりも性能は今のところ劣ります。

シリンダ上での電磁波発生のプロセスは次のようなものと推測されます。

1. シリンダ底部に誘導電流が発生する。この時シリンダのインダクタンスに $1/2 L I^2$ なるエネルギーを蓄えられます。
2. この誘導電流は電流同士間の相互インピーダンスで輻射抵抗を互いに増大させる。しかし、電磁波の輻射は少ない。
3. リング電流は相互インピーダンスの影響で流れにくくなるので、より流れ易つまり抵抗の少ない上方へと移動します。この時シリンダに対して垂直方向の磁界を発生させることになります。電流の寿命の目安として $\omega L/R$ なる時定数を使うことが出来ます。
4. この移動により、より上方に存在するリング電流間の逆起電力の発生が大きいため、ついに電磁波が発生します。1で蓄えられた磁気エネルギーを電磁波のエネルギーに変換させていることになります。
5. より下方のリング電流に対しては抵抗が少なくなるようにに働くために、底部で発生したリング電流はより上方へ向かうことになります。この時エネルギーをより下方より奪うために、コイルはもっぱら底部にエネルギーを供給しておればよいことになります。
6. エネルギーは下から供給され、上方へと向かいます。

3-2 円盤からの輻射

次に、シリンダの代わりに円盤型の導体に誘導電流を発生させた場合の輻射について計算してみます。外側のリング電流経路 L1 と内側のリング電流経路 L2 との間隔を c とすれば図 3-5 から $b=a-c$ を得ますから式 3-1 以下は次のようになります。

$$\xi^2 = \frac{4a^2 - 4ac}{(2a - c)^2} \quad 3-16$$

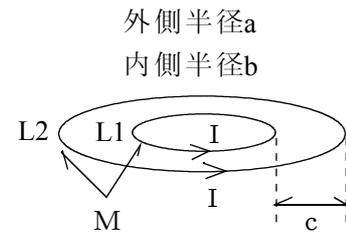


図 3-5

とすれば、相互インダクタンスは

$$M = \mu(2a - c) \left[\left(1 - \xi^2/2 \right) K(\xi) - E(\xi) \right] \quad 3-17$$

となります。

$$\begin{aligned} \dot{M}_t &= \mu \left[\left(1 - \xi^2/2 \right) K(\xi) - E(\xi) \right] \partial c / \partial t \\ &+ \mu(2a - c) \left[\left(1 - \xi^2/2 \right) K(\xi) - E(\xi) \right]_{\xi} \partial \xi / \partial c \cdot \partial c / \partial t \end{aligned}$$

$$M_t = \mu \left[(1 - \xi^2/2) K(\xi) - E(\xi) \right] \partial c / \partial t$$

$$+ \mu \frac{-ac}{(2a-c)(a^2-ac)^{1/2}} \left[-E(\xi)/\xi + (1/\xi - \xi)K(\xi) + (1 - \xi^2/2)K'_\xi(\xi) \right] \partial c / \partial t$$

3-19

同じようにシリンダの場合に想定した極限条件下で、EXCELで計算してみると

周波数	円盤半径a	リング電流間距離 c	L	輻射抵抗
3.5	100mm	50mm	100nH	518 Ω

となり、シリンダより電磁波を輻射し易いことが分かります。

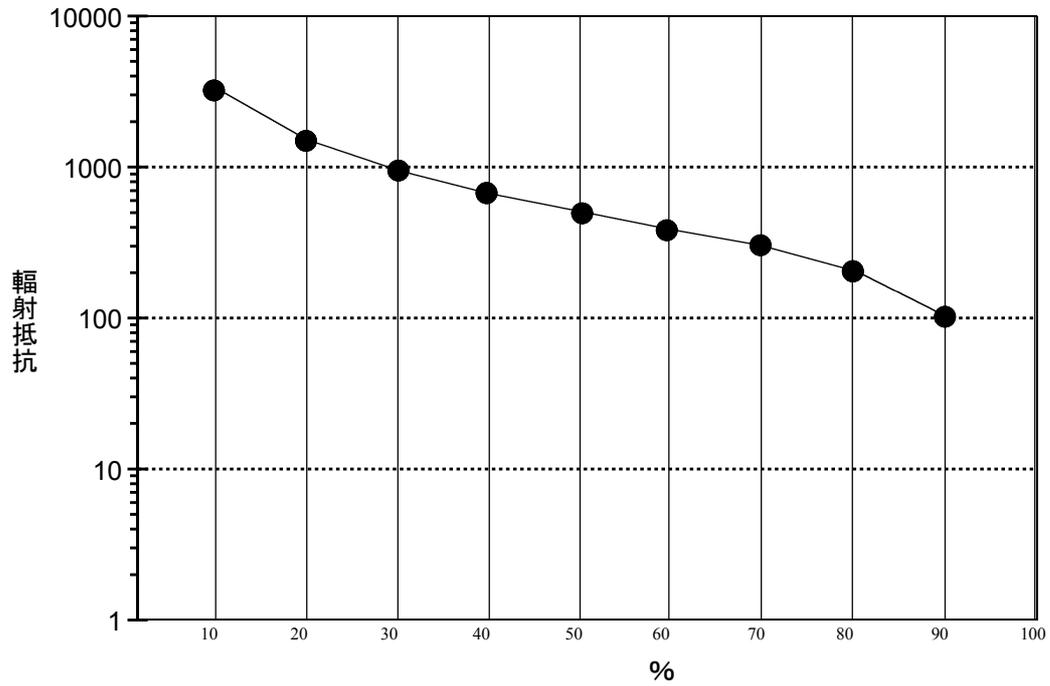
以上まとめてみます。

- a, シリンダ径や円盤径と動作周波数との相関関係は殆ど無い。このアンテナが極度に小型化出来る根拠です。
- b, シリンダ径とリング電流同士の距離との比が同じなら、同じ大きさの輻射抵抗が得られます。円盤の場合も、円盤径とリング電流同士の距離との比が同じなら、同じ大きさの輻射抵抗が得られます。

下のグラフはシリンダ径、円盤径とリング電流間との距離比と輻射抵抗を表したものです。リング電流間距離が長くとも大きな輻射抵抗を持ちうることを示しています。ただし、あくまでも光速で他のリング電流に近づいた時のデータです。直径100mm程度のループでは輻射抵抗は10のマイナス8乗程度と非常に小さいことを考えると、リング電流の移動は絶大の効果があることが分かります。

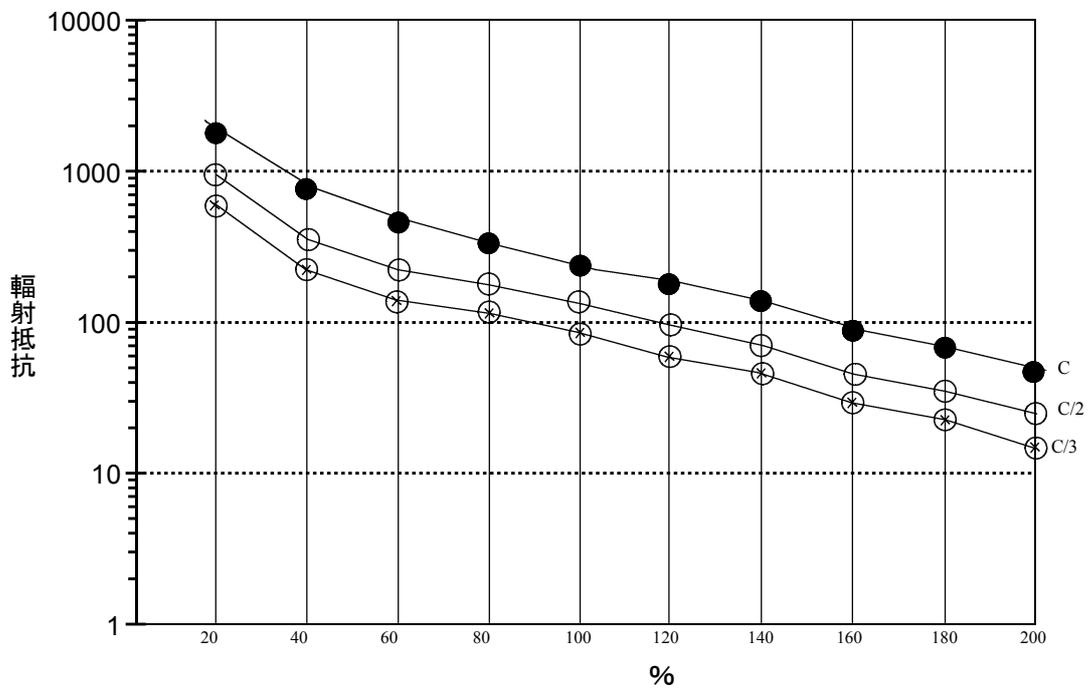
3.5MHzでシリンダ長200mm程度のもので、シリンダ全体に渡ってリング電流が存在しています。時定数から、リング電流の速度は光速の1/10程度はあると思われまます。リング電流同士の輻射抵抗が同じ値になると仮定すれば、輻射抵抗は速度に比例しますので、そのようにデータを見る必要があります。

4 輻射抵抗の計算データ



リング電流の距離 / 外側リング電流半径

(円盤)



リング電流間距離 / シリンダ半径

(シリンダー)

10 補足説明

10-1 電磁波の発生機構について

Super Rad アンテナの電磁波輻射をより理解するためには、どうしても基本的なアンテナである微少ダイポールから如何に電磁波が輻射されるかを知らなければなりません。この無理解が小型アンテナへの無理解に繋がっていると思えてならない。

右図 10-1 は微少ダイポールからの電磁波輻射を説明するのによく出てくる図です。数式は使いたくないが、結果のみ表すと

$$E_{\theta} = \frac{ql \sin \theta}{4 \pi \epsilon r^3} [1 + jkr + (jkr)^2] e^{jkr} \quad 10-1$$

$$H_{\phi} = \frac{il \sin \theta}{4 \pi r^2} [1 + jkr] e^{jkr} \quad 10-2$$

となります。細かいことはさておき、要するに電磁波として有効な成分は r に反比例する項のみが残るということです。式 10-1 は電界成分で [] 内の第三項のみが有効で、式 10-2 は [] 内第二項のみが有効となります。

ところで実は、生き残るべき上記項は所謂ベクトルポテンシャル（必ずしもベクトル・ポテンシャルを使う必要はない。）という量から導出されます。ベクトル・ポテンシャルは電流があれば想定出来ると言ってよく、その方向は電流の方向と一致します。つまり図 10-1 の Q には関係しないと言っていいでしょう。そして電界成分である式 10-1 の [] の第三項はベクトル・ポテンシャルの時間微分で得られます。つまり電流があれば、ベクトル・ポテンシャルを想定出来、電流に時間変化があれば電界が発生することになります。

もう少し深く考えてみると、電界が存在するということは電位差が存在するということに他なりません。この電位差の源は一体何なのでしょう。そしてこの電位差と電流の積は消費電力になるはずです。

次に磁界について考えてみます。式 10-2 もまたベクトル・ポテンシャルという量から導出されます。つまり電磁波の磁界成分もまた電流が源になっています。第二

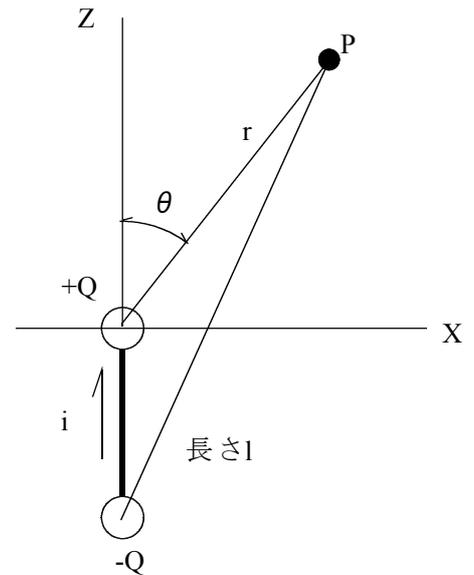


図 10-1

項が電磁波とすればHは i に対して 90° 進んでいる成分が存在していることが分かります。この成分こそが、電流に対して逆起電力を発生させているのです。何故ならば起電力は磁束をさらに微分したものにマイナスをつけたもので、さらに 90° の位相が遅れることになるからです。しかし、この表現は正確ではありません。 kr なる位相変化があるのと、起電力はHではなく磁束密度Bを面積分したものの変動であることです。この時、 kr の存在のためさらに僅かに位相がずれます。磁束 ϕ はSINとCOSに分解出来ます。さらに時間微分したものが起電力になります。この逆起電力と電流との積が電力消費ということになります。勿論、無効成分も含まれているはずですが。同時にエレメントには「太さが必要である」ことも理解出来るのではないのでしょうか。太さというものが無いと逆起電力を発生するに有効成分の位相遅延もあり得ません。また逆起電力を電流で割った値が等価的な微小輻射抵抗であるはずですが。DP等では、この微小な輻射抵抗がエレメント上にずらりと並んでいるというイメージが湧くのではないのでしょうか。

電磁波は、電流に対して 90° 進んだ位相をもった磁界の存在が不可欠であることが分かったと思います。この磁界が電流に対して逆起電力と働き、あたかも抵抗器のように作用し電力供給を受けることになります。逆起電力こそが、電磁波の電界成分に他ならず、これら電界と界磁がペアーとなって電磁波として空間を伝搬して行くのです。この原理は如何なるアンテナでも共通であるはずですが。

前項で数式を使い、くどくどと説明してきたのは正に上記の事を言いたいがためでした。Super Radアンテナの動作はと言えば、いくつものリング電流が相互作用により逆起電力を互いに発生させています。リング電流が移動することにより、非常に大きな逆起電力を互いに生じさせているのです。このことをハッキリと理解出来るのではないのでしょうか