平成 14 年度 卒業論文

アレイアンテナの電磁波放射とナノ構造への応用

電気通信大学 電気通信学部 電子工学科

マイクロエレクトロニクス講座 9912150　趙 敏芝

指導教官 齋藤 理一郎 助教授

提出日 平成 15 年 2 月 6 日

目次

第 1 章

序論

1.1 研究背景・目的

カーボンナノチューブは新しい材料として世界中に注目されていて、ナノテクノロジも二十一世紀の三大テクノレジの一つとして、各国の政府に重視され、その応用技術が開発されているとともに、カーボンなのチューブの未来が明らかになっている。いくつかの金属的なナノチューブを用いて、アレイアンテナに作るのは面白そうと考えきたのは今年四月であった。もしナノチューブのアレイアンテナが高い指向性を持てれば、電気回路などの回線を替える可能性があると考えてきた。

従って、電磁場とアレイアンテナの基礎知識を通じてカーボンナノチューブのアレイアンテナの放射パタン及び指向性などについて調べたいと思っている。

第 2 章

アンテナの基礎知識

2.1　アンテナの配列

アンテナの進化を動物の進化にたとえると、小アンテナを並べるもっとも歴史が古い開口面アンテナが魚類であり、その次にあらわれた半波長ダイポールアンテナのような線状アンテナを鳥類に対応させた。最後がもっとも新しいアンテナである「アレイアンテナ」の哺乳類である。小さなアンテナを何個か並べたアレイアンテナがなぜ哺乳類に相当するのかの本論に入る前に、アレイアンテナが考え出されるに至った背景などを考えみる。

ヘルツが電波の存在を実証する実験で利用した周波数は、現在のテレビ放送の周波数と同じ超短波であった。周波数は 30 ～ 300 メガヘルツ、波長は 1 ～ 10 メートルである。早速この電波を無線通信に応用するため大々的な実験をしたのがマルコーニであり、遠距離と通信するためには低い周波数の方が有利であることが分かってきた。地球の上空 200 キロメートル付近に電離層と言われる薄い電子の層があって、低い周波数の電波は反射するが、テレビ放送ぐらいの高い周波数の電波は透過する性質をもっているためである。

低い周波数にすれば丸い地球の裏側とも通信でき、また日本で北京の

テレビは見えないのに、中波ラジオの北京放送（波長約 300 メートル）は聞こえるのも電離層のためである。

マルコーニの時代には遠距離通信では波長 1000 メートルくらいの長い波長の電波が利用された。無線通信では利得を大きくすることが最重要課題であるが、このように低い周波数では開口面アンテナは利用できないから、アンテナをできるだけ空中に高く張って長さが 500 メートルの半波長アンテナに近づける努力が払われた。マルコーニが大西洋横断の無線通信に成功したのは 1901 年であるが、この時の波長は 960 メートルであり、アンテナとしてはたこを利用して電線を地上 120 メートルの高さまで伸ばしている。

アンテナを「空中線」というのは的を射る表現であった。電線を空中に高く張って利得を大きくすることが困難になったとき、二本のアンテナを横に並べる方法が考えられた。これは現在からみればごく自然な発想のようにも思われるが、だれもがアンテナを高く張ることに苦労していたときに横に二本並べるのは大きい発想の転換である。

2.2 アレイアンテナ電波放射方向の高速切り換え

ヘルツが電波の存在を確かめる実験では導体線に電流を流してアンテナとした。これが半波長ダイポールアンテナのような「線上アンテナ」である。開口面アンテナについで古い歴史をもつ線状アンテナは現在でもよく使われており、いわばアンテナらしいアンテナである。この線状アンテナは動物では鳥類に対応させることができるだろう。海中で発生した動物が陸上に上がった当初は爬虫類であったが、空中線という言葉は線状アンテナに起源があるが、空高くはってある細い線には鳥類を連想させるものがある。

現在使われているアンテナの中で一番新しく生まれたのが「アレイア

ンテナ」であり、動物では哺乳類に対応させることができる。哺乳類は魚類や鳥類に比べれば脳が発達しているから、より「高級」であるという。アレイアンテナも開口面アンテナや線状アンテナに比べて高級であると行って良いだろう。

「アレイ」 array という言葉には兵隊が整列するという意味があり、同じ形のアンテナを「素子アンテナ」あるいは簡単に「素子」といい、並ぶ間隔を「素子間隔」というのが習慣である。図 2.1はもっとも簡単なアレイアンテナである。

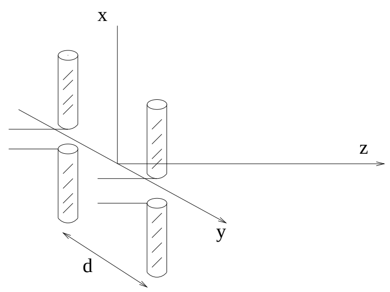


図 2.1: 二本の半波長アンテナを間隔 d での送信[1]

図 2.2 は半波長ダイポールを素子とする二素子のアレイアンテナであり、素子間隔は 1/4 波長でそれぞれの端子を a、 b の端子とする。図の下側には素子アンテナへの給電回路を模型的に示めした。電源から出た給電線を分岐してそれぞれを A、 B の端子とするが、電源から B までの給電線の長さは、電源から A までの給電線の長さより 1/4 波長だけ長くしてある。したがって、電源から給電線上を進んできた電流の位相は端子 B 上では端子 A 上より九十度だけ遅れるはずである。端子 AB には矢印で示すスイッチがあり、すべての矢印は白丸印または黒丸印のどちらかに接続されているから、右端の端子 a は A に、 b は B に接続され、端子 b 上の電流の位相は端子 a 上の電流より九十度だけ遅れ

[1]ファイル名:u02zhao/zu/zu1.eps

るはずである。

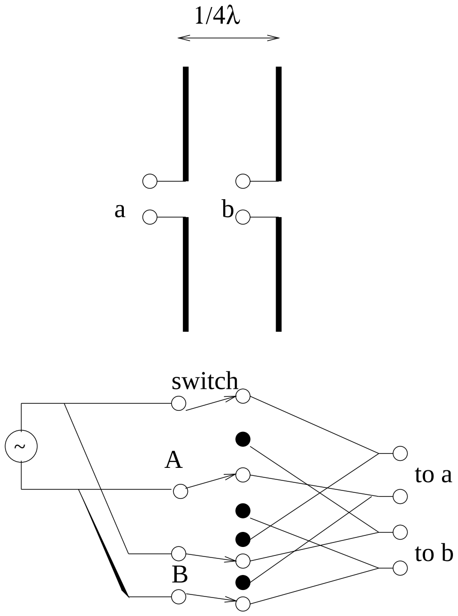


図 2.2: 1/4 波長間隔に配列されたダイポールアンテナ (上)
とその給電回路 (下)[2]

上のアンテナの端子 a、 b に接続すれば、右側のアンテナ上の電流の位相は左側のアンテナより九十度だけ遅れ、電波は右方向に放射されること（図 3.11）はすでに説明したとおりである。したがって、図 2.4の場合にはスイッチが白印のように接続された時は電波は右方向に放射され、スイッチが黒印に接続された時は回路の端子 a、 b 上での電流の位相は逆転するから、電波は左方向に放射される。もし開口面アンテナでこのようにビームの方向を変えたいときはアンテナを回転しなければならないが、スイッチで切り換れば機械的な構造が簡単になると同時に高速に切り換ることができる。

[2]ファイル名:u02zhao/zu/zu2.eps

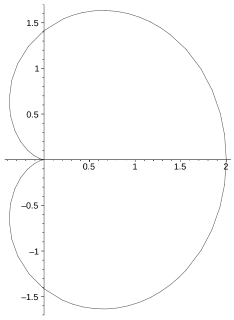


図 2.3: 右に放射している[3]

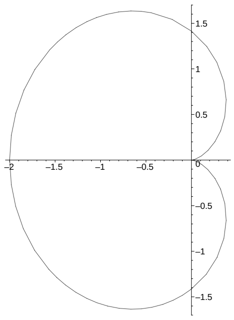


図 2.4: 左に放射している[4]

2.3　素子アンテナが増えればビームは狭くなる

以上の例は二素子の場合であるが、素子数を増やせばビーム幅の狭い指向性にすることができる。アレイアンテナをあらわすときは図 2.5 のように素子アンテナを点で示すことが多い。

図 2.5: アレイアンテナの例（5 素子、素子間隔 d）[5]

素子アンテナとしては半波長ダイポールなどがよく使われるが、小さいアンテナであればどんなアンテナでもよいため、点で代表している。また、アレイアンテナでは図 2.5のように素子アンテナは等間隔に配列され、素子アンテナの指向性は全方向に一様な無指向性として扱うのが普通である。図 2.5では五つの素子間隔 d で配列されている。アレイアンテナではこの素子間隔が重要な意味をもっている。図 2.6には素子が z 方向に配列されたアレイアンテナである。

[3]ファイル名:u02zhao/zu/zu38.eps
[4]ファイル名:u02zhao/zu/zu39.eps
[5]ファイル名:u02zhao/zu/zu3.eps

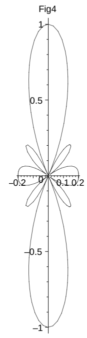


図 2.6: z 方向に並んだアンテナおよび放射光線[6]

これは素子間隔が半波長の場合である。この放射パタンを求めるため、まず、規格化されているアレイ放射因子を求める。

$$f(\theta) = \frac{\sum_{n=0}^{n=4} e^{nj\beta d\cos\theta}}{5} \tag{2.1}$$

これにより、図 2.10には間隔半波長の五本のアレイアンテナから電波が出ていく様子を、パソコンメプルにより示した。これは二素子のときと同じで電波は上下の両方向に対称に放射される。二素子のときに比べればビーム幅は狭くなると同時にサイドローブが現れてくる。

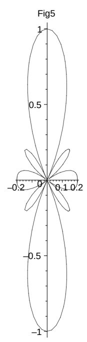


図 2.7: 間隔半波長の五本のアレイ極座標での放射パタン[7]

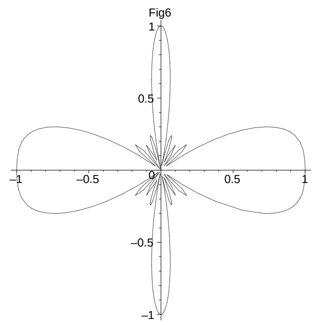


図 2.8: 間隔一波長の六素子アレイの放射パタン[8]

[6]ファイル名:u02zhao/zu/zu4.eps

図 2.8には素子間隔一波長の五本のアレイアンテナから電波が出ていく様子を示した。素子間隔を 3/4 波長にしたのが図 2.9である。

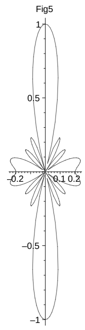


図 2.9: 素子間隔を 3/4 波長にした放射パタン[9]

図 2.10に比較するとビーム幅はさらに狭くなりサイドローブの数は多くなる。ビーム幅が狭いことは利得が大きいことであるから、アンテナとしては好ましい特性である。したがって、アレイアンテナを通信などに用いるときには素子間隔を半波長より大きくするが、あまり大きくすると図 2.9から分かるように左右方向への放射が増えてくる。このためこの方向への放射が許される範囲まで間隔を広げるのが普通である。また、実際のアンテナでは片側だけ放射される電波を利用することが多いから、素子アンテナの左側に反射板などを置き電波を右側だけに放射するなどの方法がとられている。（ここでは八木' 宇田アンテナは典型的な例である）アレイアンテナから放射される電波の方向は、各素子アンテナに給電する電流の位相によって変化するが、代表的な例として素子アンテナが並んだ方向およびそれに直角方向に放射される場合を示した。ここで $d = 0.4\lambda$ とする。

例 1：主ビームの方向と素子の並び方向との間 $\theta_{\circ} = 90^{\circ}$ とき (図 2.10)

[7]ファイル名:u02zhao/zu/zu5.eps
[8]ファイル名:u02zhao/zu/zu6.eps
[9]ファイル名:u02zhao/zu/zu5.2.eps

$$f(\theta) = \frac{\sum_{n=0}^{n=1} e^{nj\beta d \cos\theta}}{5} \tag{2.2}$$

例 2： $\theta_\circ = 75^\circ$(図 2.11)

$$f(\theta) = \frac{\sum_{n=0}^{n=4} e^{nj\beta d(\cos\theta - \cos 75^\circ)}}{5} \tag{2.3}$$

例 3： $\theta_\circ = 30^\circ$(図 2.12)

$$f(\theta) = \frac{\sum_{n=0}^{n=4} e^{nj\beta d(\cos\theta - \cos 30^\circ)}}{5} \tag{2.4}$$

例 4： $\theta_\circ = 0$(図 2.13)

$$f(\theta) = \frac{\sum_{n=0}^{n=4} e^{nj\beta d(\cos\theta - 1)}}{5} \tag{2.5}$$

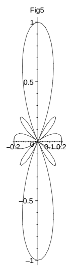


図 2.10: $\theta_\circ = 90^\circ$[10]

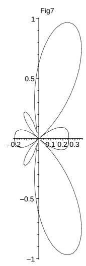


図 2.11: $\theta_\circ = 75^\circ$[11]

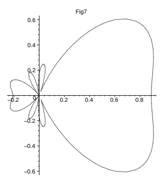


図 2.12: $\theta_\circ = 30^\circ$[12]

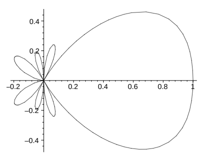


図 2.13: $\theta_\circ = 0$[13]

[10]ファイル名:u02zhao/zu/zu5.eps
[11]ファイル名:u02zhao/zu/zu7.eps

例 1 を「ブロードサイド」、例 4 「エンドファイア」をといっている。昔の海戦では船同士が大砲で撃あったが、ブロードサイドとは船の舷側（広い側 broadside）に並べられた多数の大砲またはそれらによる一斉射撃を意味した。直線上に並んだ素子アンテナが直角方向に電波を放射する様子がこれに似ているためブロードサイドの名がある。素子アンテナが並んだ方向の片側だけに電波を放射するのは、文字通りアンテナが並んだ端 (end) から発射 (fire) する方式である。アンテナから電波がでるのを大砲の射撃にたとえるのが面白い。

アレイアンテナでは、素子アンテナに流れる電流の位相によって、ブロードサイドからエンドファイアまでビームの方向を変えることができる。これがアレイアンテナを最新式のレーダなどに利用する理由である。ただし、レーダアンテナでは指向性のサイドローブがテレビのゴーストのように虚像の原因になるため、サイドローブを小さくすることがきわめて重要になる。

2.4　邪魔になるサイドローブ

アンテナの指向性は図 7 のように丸い座標であらわすと、主ビームやサイドローブの方向は実際に電波が出ていく方向をあらわすため分かりやすい. 各素子アンテナが等振幅で励振されているいるときのサイドローブの大きさは、主ビームの大きさを一とすると、素子数に無関係にほぼ 0.22 になる性質をもっている。以下はいくつかの例を挙げる。ここで素子間の間隔 $d = \frac{\lambda}{2}$

例 1：五本の素子アンテナが等振幅で励振されている場合（すなわち、振幅の比は 1:1:1:1:1 である）と振幅の比が 1:2:3:2:1 である場合は図 2.14と

[12] ファイル名:u02zhao/zu/zu8.eps
[13] ファイル名:u02zhao/zu/zu9.eps

図 2.15で示してある。

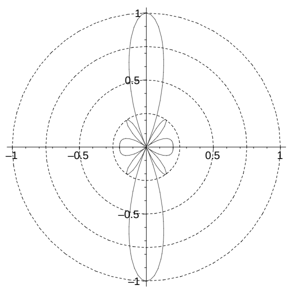


図 2.14: 電流振幅 1:1:1:1:1 ときの放射パタン[14]

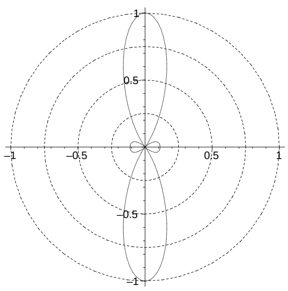


図 2.15: 電流振幅 1:2:3:2:1 ときの放射パタン[15]

例 2：振幅の比は 1:4:6:4:1 である場合、振幅の比が 1:1.61:1.94:1.61:1 及び 1:2.41:3.14:2.41:1 である場合とである場合はそれぞれ図 2.16、図 2.17と図 2.18で示してある。

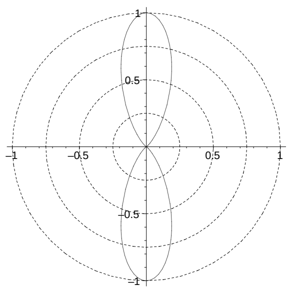


図 2.16: 電流振幅 1:4:6:4:1 ときの放射パタン[16]

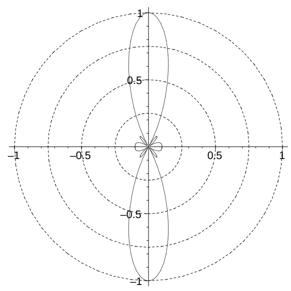


図 2.17: 電流振幅 1:1.61:1.94:1.61:1 ときの放射パタン[17]

[14]ファイル名:u02zhao/zu/zu10.eps
[15]ファイル名:u02zhao/zu/zu11.eps
[16]ファイル名:u02zhao/zu/zu12.eps
[17]ファイル名:u02zhao/zu/zu13.eps

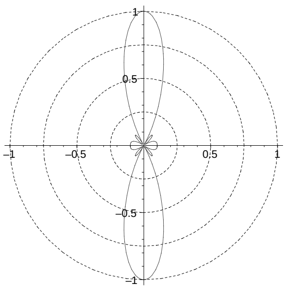


図 2.18: 電流振幅 1:2.41:3.14:2.41:1 ときの放射パタン[18]

例 1 と例 2 に対応していて、規格化された給電電流の振幅の比を図 2.19、図 2.20、図 2.21、図 2.22と図 2.23に表す。またアンテナではサイドローブを小さくすると、必ずビーム幅は広がる性質をもっている。ビーム幅が狭い方が望ましい。各素子の励振の強さを同じにすると利得は最大になる。ただし、利得最大の指向性はサイドローブが大きいから、これを小さくしたいときはすべてのサイドローブを同じ大きさに抑圧したほうが、ビーム幅の広がる犠牲は最小になる。サイドローブをあまり小さくしすぎるとビーム幅のひろがる犠牲は大きくなる、などが以上の結論であり、考えてみれば単純な結論ではある。

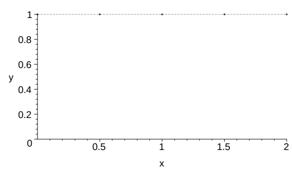


図 2.19: 電流振幅 1:1:1:1:1 の分布[19]

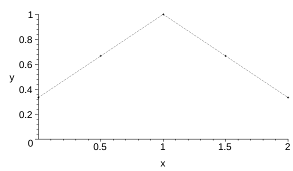


図 2.20: 電流振幅 1:2:3:2:1 の分布[20]

[18] ファイル名:u02zhao/zu/zu14.eps
[19] ファイル名:u02zhao/zu/zu15.eps
[20] ファイル名:u02zhao/zu/zu16.eps

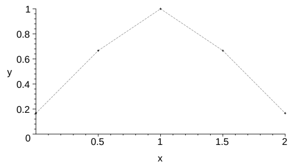


図 2.21: 電流振幅 1:4:6:4:1[21]

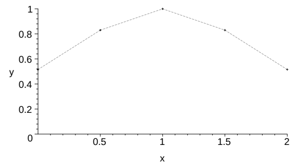


図 2.22: 電流振幅 1:1.61:1.94:1.61:1[22]

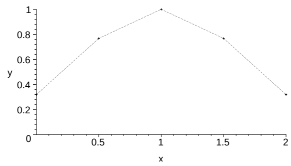


図 2.23: 電流振幅 1:2.41:3.14:2.41:1[23]

2.5　位相を変えてビーム方向を変える

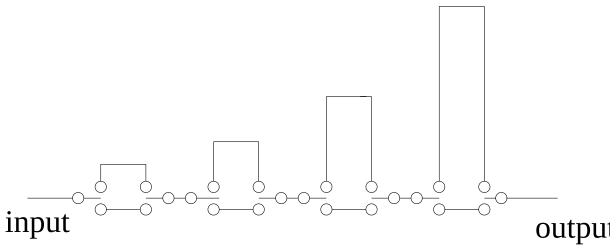


図 2.24: 4 ビット位相器[24]

フェイズドアレイの鍵となる部品は位相器である。フェイズドアレイの開発の歴史は、低損失、高速かつ小型の位相器を開発する歴史でもあった。いろいろな試行錯誤の結果、現在まで生き残っているものは、デジタル式の位相器で原理的には図 7 のようなものである。図中の線は給電線の長さをあらわし、給電線が長ければそれだけ左から右方向に通過する電流の位相は遅れることを意味している。スイッチを

[21] ファイル名:u02zhao/zu/zu17.eps
[22] ファイル名:u02zhao/zu/zu18.eps
[23] ファイル名:u02zhao/zu/zu19.eps
[24] ファイル名:u02zhao/zu/zu20.eps

下側から上側に切り換たときの位相の遅れる量は左端のスイッチから順順に一、二、四、八の割合になっている。具体的には図の例では線路の長さは22.5 度、 45 度、 90 度、 180 度の位相差になる。

2.6 電磁場の基礎

$$
\begin{array}{cccc}
\nabla \bullet \boldsymbol{D} = \rho & \nabla \bullet \boldsymbol{B} = 0 & \nabla \times \boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + J_T & \nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \\
\downarrow \text{ガウス法則} & \downarrow \text{ガウス法則} & \downarrow \text{ストクス法則} & \downarrow \text{ストクス法則} \\
\int \boldsymbol{D} \bullet d\boldsymbol{s} = Q & \int \boldsymbol{B} \bullet d\boldsymbol{s} = 0 & \int \boldsymbol{H} \bullet d\boldsymbol{\lambda} = \int \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} d\boldsymbol{s} + I & \int \boldsymbol{E} \bullet d\boldsymbol{\lambda} = -\int \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} d\boldsymbol{s} \\
\downarrow \text{境界条件} & \downarrow \text{境界条件} & \downarrow \text{境界条件} & \downarrow \text{境界条件} \\
(\boldsymbol{D_2} - \boldsymbol{D_1}) \bullet \boldsymbol{n} = \rho_s & (\boldsymbol{B_2} - \boldsymbol{B_1}) \bullet \boldsymbol{n} = 0 & \boldsymbol{n} \times (\boldsymbol{H_2} - \boldsymbol{H_1}) = \boldsymbol{J_s} & \boldsymbol{n} \times (\boldsymbol{E_2} - \boldsymbol{E_1}) = 0 \\
\downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\
D_{nor2} - D_{nor1} = \rho_s & B_{nor2} - B_{nor1} = 0 & H_{tan2} - D_{tan1} = J_s & E_{tan2} - E_{tan1} = 0
\end{array}
$$

連続方程式:

$$\nabla \bullet J_T = -\frac{\partial \rho_T(t)}{\partial t} \tag{2.6}$$

この基本的な知識から、ベクトル波動方程式とスカラ波動方程式が得られる。

$$\nabla^2 A + \omega^2 \mu \epsilon A = -\mu J \tag{2.7}$$

$$\nabla^2 \phi + \omega^2 \mu \epsilon \phi = -\frac{\rho}{\epsilon} \tag{2.8}$$

ここで、 A はベクトルポテンシャルですが、 ϕ はスカラポテンシャルである。また、式 $\nabla A = \vec{x} \nabla^2 A_x + \vec{y} \nabla^2 A_y + \vec{z} \nabla^2 A_z$ から、式

$$
\begin{aligned}
\nabla^2 A_x + \beta^2 A_x &= -\mu J_x \\
\nabla^2 A_y + \beta^2 A_y &= -\mu J_y \\
\nabla^2 A_z + \beta^2 A_z &= -\mu J_z
\end{aligned} \tag{2.9}
$$

ここで、$\delta()$ は単位パルス関数であるが、$\beta = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ である。この点ソースから離れる任意なところで、

$$\nabla^2\varphi + \beta^2\varphi = 0 \tag{2.10}$$

となる。式 $\varphi = \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi r}$ と式 $\varphi = \frac{e^{+j\beta R}}{4\pi r}$ が方程式 1.18 の二つの解となっている。r は点ソースから離れる距離である。二つの式はそれぞれ入射波と放射波を表しているものであるが、物理的な意味を持つ解は式 $\varphi = \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi r}$ である。もしソースは任意なところに置けば、ソースと観測点との距離は図 2.25で示したように、R とすると、式は

$$\varphi = \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi R} \tag{2.11}$$

となる。

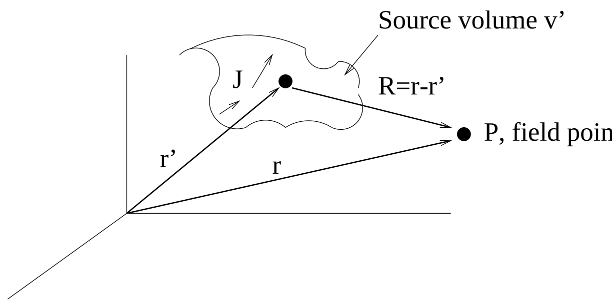


図 2.25: ベクトル常に放射と関する問題に使う[25]

点ソースはスターティング ポイントとして理想的なダイポールアンテナに使う。従って、z 方向に向いている電流密度であれば、ベクトルポテンシャルも z 方向に向いている。すなわち、式と表すと、

$$A_z = \int\int\int_{v'} \mu J_z \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} dv' \tag{2.12}$$

[25] ファイル名:u02zhao/zu/zu25.eps

となる。同じのように、x 方向と y 方向の成分も求められる。従って、全ての成分を表すため、ベクトルを使って、式

$$\boldsymbol{A} = \int\int\int_{v'} \mu \boldsymbol{J} \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} dv' \tag{2.13}$$

となる。

2.7 MoM 方法

細いワイヤに流れる電流の分布はほぼ正弦波を呈して、伝搬のほうも光速に近づいている。このことに基づいて、ワイヤのまわりに自由空間 (μ_0, ϵ_0) と扱い (図 2.26(a) に示されている)、ワイヤの導電率が超高いと仮定すると、電流はワイヤの表面に限られている (図 2.26(b) に示されている)。
ワイヤの半径が長さより非常に小さい場合、z 方向の電流だけ存在だと仮定する。ローレンツ ガージ条件から

$$\frac{\partial A_z}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0\mu_0\phi \tag{2.14}$$

ここで、ϕ はスカラポテンシャルであり、A_z はベクトルポテンシャルの z 方向の成分である。式

$$\boldsymbol{E} = -j\omega \boldsymbol{A} - \bigtriangledown\phi \tag{2.15}$$

から、スカラ方程式

$$E_z = -j\omega A_z - \frac{\partial \phi}{\partial z} \tag{2.16}$$

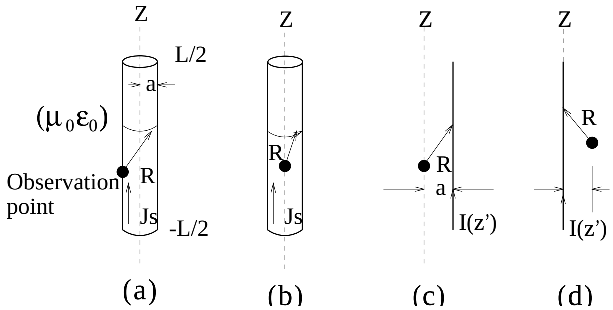


図 2.26: 等価電流線までの変遷図[26]

式 (2.14) を式 (2.16) に代入すると、

$$E_z = \frac{1}{j\omega\mu_0\epsilon_0}\left(\frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + \beta^2 A_z\right) \tag{2.17}$$

式 (2.17) から、 z 方向に向いている体積電流元 Jdv' を用いると、式

$$dE_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_\circ}\left[\frac{\partial^2\psi(z,z')}{\partial^2\psi(z,z')} + \beta^2\psi(z,z')\right]Jdv' \tag{2.18}$$

ここで、 $\psi(z,z')$ は自由空間でのグリーン関数である。

$$\psi(z,z') = \frac{-j\beta R}{4\pi R} \tag{2.19}$$

R は観測点 (x,y,z) とソースポイント (x',y',z') との間の距離である。すなわち、式

$$R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \tag{2.20}$$

となる。従って、電磁場 E_z は

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0}\int\int\int\left[\frac{\partial^2\psi(z,z')}{\partial z^2} + \beta^2\psi(z,z')\right]Jdv' \tag{2.21}$$

となるが、電流はワイヤの表面に限る場合、式

[26] ファイル名:u02zhao/zu/zu26.eps

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0}\oint_c \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \left[\frac{\partial^2\psi(z,z')}{\partial z^2} + \beta^2\psi(z,z')\right] J_s dz' d\phi' \tag{2.22}$$

となる。ここで c はワイヤの円周である。 $a \ll \lambda$ の場合

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0}\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \left[\frac{\partial^2\psi(z,z')}{\partial^2} + \beta^2\psi(z,z')\right] I(z') dz' \tag{2.23}$$

となる。この式でこの $I(z')$ は図 26 （c）（d）で示してある。ここで E_z は散乱されている電場 E_z^s として記述されている。すなわち、 E_z^s は等価電流 $I(z')$ により自由空間で放射した電場であるが、ほかの領域は入射領域あるいは印加されている領域 E_z^i である。伝導率が非常に高いワイヤにおいて $-E_z^s = +E_z^i$

$$-\frac{1}{j\omega\epsilon_0}\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} I(z') \left[\frac{\partial^2\psi(z,z')}{\partial z^2} + \beta^2\psi(z,z')\right] dz' = E_z^i(z) \tag{2.24}$$

この方程式は Pocklington により作られた。式 1.32 より

$$-\int_{\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} I(z')K(z,z') = E_z^i(z) \tag{2.25}$$

ここで

$$I(z') = \sum_{n=1}^{N} I_n F_n(z') \tag{2.26}$$

$F_n(z')$ は拡張関数である。便利のために拡張関数は矩形波とする。

$$F_n(z') = \begin{cases} 1 & \text{(for z' in triangle } z'_n) \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \tag{2.27}$$

$$-\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \sum_{n=1}^{N} I_n F_n(z') K(z_m, z') dz' \approx E_z^i(z_m) \tag{2.28}$$

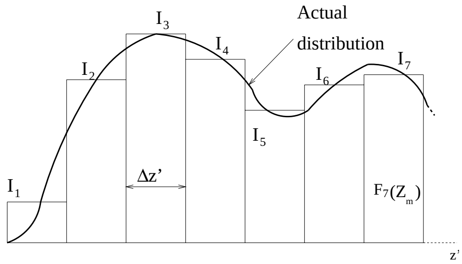


図 2.27: staircase≈ 実際の電流分布[27]

$$-\sum_{n=1}^{N} I_n \int_{\triangle z'_n} K(z_m, z')dz' \approx E_z^i(z_m) \tag{2.29}$$

ここで、

$$f(z_m, z'_n) = -\int_{\triangle z'_n} K(z_m, z')dz' \tag{2.30}$$

従って、

$$\begin{aligned} -\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} I(z')K(z_m, z')dz' &\approx I_1 f(z_m, z'_1) + I_2 f(z_m, z'_1) \\ &\quad + \cdots + I_n f(z_m, z'_n) + \cdots + I_N f(z_m, z'_N) \\ &\approx E_z^i(z_m) \end{aligned}$$

上の式から式 (2.31) に導く。

$$\sum_{n=1}^{N} Z_{mn} I_n = V_m \tag{2.31}$$

ここで、 $Z_{mn} = f(z_m, z'_n)$,$V_m = E_z^i(z_m)$

$$\begin{aligned} I_1 f(z_1, z'_1) + I_2 f(z_1, z'_2) + \cdots + I_N f(z_1, z'_N) &= E_z^i(z_1) \\ I_1 f(z_2, z'_1) + I_2 f(z_2, z'_2) + \cdots + I_N f(z_2, z'_N) &= E_z^i(z_2) \end{aligned}$$

[27]ファイル名:u02zhao/zu/zu27.eps

$$\begin{aligned} \vdots \quad &= \quad \vdots \\ I_1 f(z_N, z'_1) + I_2 f(z_N, z'_2) + \cdots + I_N f(z_N, z'_N) \quad &= \quad E^i_z(z_N) \end{aligned} \tag{2.32}$$

(2.33)

行列の形で書くと、

$$\begin{bmatrix} f(z_1, z'_1) & f(z_1, z'_2 & \cdots & f(z_1, z'_N)) \\ f(z_2, z'_1) & f(z_2, z'_2 & \cdots & f(z_2, z'_N)) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ f(z_N, z'_1) & f(z_N, z'_2 & \cdots & f(z, z'_N)) \end{bmatrix} \tag{2.34}$$

あるいは、

$$[Z_{mn}]\,[I_n] = [V_m] \tag{2.35}$$

第 3 章

本年度の課題

3.1 本論文の構成

collinear アレイアンテナの放射パタン $f(\theta)$ と半波長アンテナの放射パタン $g(\theta)$ を求める。

collinear アレイ

アレイアンテナでは図 3.1示したように素子アンテナは等間隔 d に Z 軸方向に配列されている。各素子に流れる電流は $I_0, I_1, I_2 \cdots I_{N-1}$ とすると、 Z 軸方向に流れる電流は $I_0 + I_1 + I_2 + \cdots + I_{N-1}$ となる。従って、遠距離 (in the far field) でのベクトルポテンシャルの積分方程式 2.13 から 3.1 になる。

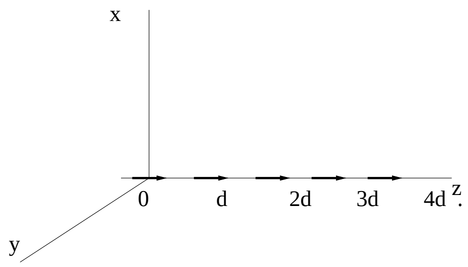


図 3.1: collinear アレイアンテナ z 軸方向に並んでいる[1]

[1]ファイル名:u02zhao/zu/collinear.eps

$$A = z\hat{\mu}\frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r}\int I(z')e^{j\beta z' cos\theta}dz' \tag{3.1}$$

$$\begin{aligned} A_z &= \mu\frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r}\triangle z \\ &\quad \left[I_0 + I_1 e^{j\beta dcos\theta} + I_2 e^{\beta 2dcos\theta} + \cdots + I_{N-1}e^{j\beta(N-1)dcos\theta}\right] \\ &= \mu\frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r}\triangle z\sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{j\beta ndcos\theta} \end{aligned}$$

$$E_\theta = j\omega\mu\frac{e^{j\beta r}}{4\pi r}\triangle z sin\theta\sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{j\beta ndcos\theta} \tag{3.2}$$

$$AF = \sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{j\beta ndcos\theta} \tag{3.3}$$

$$I_{z'} = \sum_{n=0}^{N-1} i_n(z') \tag{3.4}$$

$$A_z = \mu\frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r}\int_{-\infty}^{+\infty}\sum_{n=0}^{N-1} i_n(z')e^{j\beta z' cos\theta dz'} \tag{3.5}$$

$$E_\theta = j\omega\mu\frac{e^{j\beta r}}{4\pi r}\sum_{n=0}^{N-1} E_n(\theta) \tag{3.6}$$

$$E_n(\theta) = sin\theta\int_{-\infty}^{+\infty} i_n(z')e^{j\beta z' cos\theta}dz' \tag{3.7}$$

$$i_n(z') = I_n i(z' - z_n) \tag{3.8}$$

$$E_n(\theta) = sin\theta I_n\int_{z_n-\frac{l}{2}}^{z_n+\frac{1}{2}} i(\xi - z_n)e^{j\beta\xi cos\theta}d\xi \tag{3.9}$$

$\tau = \xi - z_n$ とすると、

$$\begin{aligned} E_n(\theta) &= sin\theta I_n \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} i(\tau) e^{j\beta(\tau+z_n)cos\theta} d\tau \\ &= sin\theta \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} i(\tau) e^{j\beta\tau cos\theta} d\tau I_n e^{j\beta z_n cos\theta} \end{aligned} \tag{3.10}$$

$z' = \tau$ と換わると

$$E_n(\theta) = sin\theta \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} i(z') e^{j\beta z' cos\theta} dz' I_n e^{j\beta z_n cos\theta} \tag{3.11}$$

式（12）を式（7）に代入すると

$$E_\theta = j\omega\mu \frac{e^{j\beta r}}{4\pi r} \left[sin\theta \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} i(z') e^{j\beta z' cos\theta dz'} \right] \sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{j\beta z_n cos\theta} \tag{3.12}$$

この中、規格化されない素子放射パタンは

$$sin\theta \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} i(z') e^{j\beta z' cos\theta} dz' \tag{3.13}$$

であるが、規格化されないアレイ放射パタンは

$$AF = \sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{j\beta z_n cos\theta} \tag{3.14}$$

となる。

規格化されたアレイアンテナの放射パタン $F(\theta, \phi)$ は規格化された素子の放射パタン $g_a\theta, \phi$ と規格化されたアレイの放射パタン $f(\theta, \phi)$ の積となる。

$$F(\theta, \phi) = g_a(\theta, \phi) f(\theta, \phi) \tag{3.15}$$

3.1.1 半波長素子放射パタン $g(\theta)$

カーボンナノチューブ (CNT) はグラファイトの一枚面を巻いて筒形にした形状をもっており、その直径はおおよそ数 nm から数十 nm の値で、長さは数 μm に及ぶ。従って、 CNT は極細の炭素繊維と見なせる点もある。特に CNT における興味深いのは、上述のように長さと直径の比が 1000 程度に及ぶので、典型的ないわゆる一次元物質として考えられることである。従って、長さが半波長である金属のカーボンナノチューブに流れる電流分布は真ん中で最大値を持つ半サイン波と見られている
電流分布を下の式のように表している。

$$I(z) = I_m \sin[\beta(\frac{\lambda}{4} - |z|)], |z| \leq \frac{\lambda}{4} \tag{3.16}$$

ここでは $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ である。電流は半波長アンテナの両端 ($z = \pm\frac{\lambda}{4}$) でゼロになるが、真ん中 $z = 0$ のところで電流の最大値 I_m となる。この電流分布から、一本の半波長アンテナの放射パタンが求められる。

$$\begin{aligned} E_(\theta) &= j\omega \sin\theta A_z \hat{\theta} \\ &= j\omega \sin\theta \mu \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \int I(z') e^{j\beta z' cos\theta} dz' \end{aligned} \tag{3.17}$$

式 1.17 を式 1.18 に代入すると、式 1.18 の積分成分 f_{un} は規格化されていないパタン因子である。

$$\begin{aligned} f_{un} &= \int I(z') e^{j\beta z' \cos\theta} dz' \\ &= \int_{-\frac{\lambda}{4}}^{\frac{\lambda}{4}} I_m \sin(\frac{\pi}{2} - \beta|z'|) e^{j\beta z' \cos\theta} dz' \\ &= I_m \int_{-\frac{\lambda}{4}}^{0} \sin(\frac{\pi}{2} + \beta z') e^{j\beta z' \cos\theta} dz' + \end{aligned}$$

$$I_m \int_0^{\frac{\lambda}{4}} \sin(\frac{\pi}{2} - \beta z') e^{j\beta z' \cos\theta} dz' \quad (3.18)$$

積分公式 1.20 を式 1.19 に代入すれば、式 1.21 が得られる。

$$\begin{aligned}\int \sin(a + bx) e^{cx} dx &= \frac{e^{cx}}{b^2 + c^2} \\ &\quad [c \sin(a + bx) - b \cos(a + bx)]\end{aligned}$$

$$f_{un} = \frac{I_m}{\beta \sin^2\theta} 2 \cos(\frac{\pi}{2} \cos\theta) \quad (3.19)$$

式 1.21 を式 1.18 を代入すると、式 1.22

$$E_\theta = j\omega\mu \frac{2I_m}{\beta} \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \sin\theta \frac{\cos[(\frac{\pi}{2}) \cos\theta]}{\sin^2\theta} \quad (3.20)$$

が得られる。この式で半波長の一本のアンテナに対して素子因子が $g(\theta) = sin\theta$ であるが、規格化されたパタン因子 $f(\theta)$ が

$$f(\theta) = \frac{\cos[\frac{\pi}{2} cos\theta]}{\sin^2\theta} \quad (3.21)$$

となっている。 $\theta = \frac{\pi}{2}$ のとき、 $g(\theta)$ と $f(\theta)$ が単位 1 となる。従って規格化された遠距離での放射パタン $F(\theta)$ が

$$F(\theta) = g(\theta) f(\theta) = \frac{\cos[(\frac{\pi}{2}) \cos\theta]}{\sin\theta} \quad (3.22)$$

この放射パタンは極座標の形式で図 3.2のようにプロットされている。

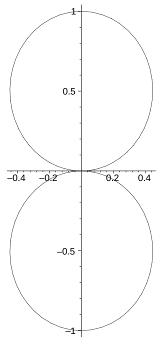


図 3.2: 半波長ダイポールの放射パタン[2]

[2]ファイル名:u02zhao/zu/half.eps

アレイ放射パタン $f(\theta)$

$$AF(\theta) = \sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{j\xi_n} = \sum_{n=0}^{N-1} A_n e^{\alpha_n+\delta_n} e^{j\xi_n} \tag{3.23}$$

素子から放射された空間での位相と素子の z 方向での配置との関係が

$$\xi_n = \beta z_n \cos\theta \tag{3.24}$$

となる。ここで A_n は n 番目の素子に流れる電流の最大値であるが、
α_n は主ビームの方向 θ_0 をコントロールすることができる。式
$\alpha_n = -\beta z_n \cos\theta_0$ から、 α_n と z_n の間は線形的な関係が分かる。
サイドローブを制限するため、下の公式を従う。

$$d < \frac{\lambda}{1+ \mid \cos\theta_{\circ max} \mid} \tag{3.25}$$

ここで $\theta_{\circ max}$ は主ビームの方向と素子の並び方向との間の走査角度である。ブロードサイドの放射パタンに対して、 $\theta_{\circ max} = 90^\circ$ であるから、 $d < \lambda$ になる。同じのように、放射パタンがエンドファイの場合、すなわち、 $\theta_{\circ max} = 0, 180^\circ$ になり、式 (1.71) から、 $d < \frac{\lambda}{2}$ となる。

3.2 本題

- 設計 1

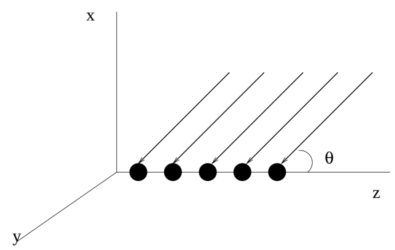


図 3.3: 五本のアンテナは三次元での並び[3]

[3] ファイル名:u02zhao/zu/zu30.eps

図 3.3のように 5 本のナノチューブが z 軸の方向に並んでいる。入射光の波長 $\lambda = 1.53 \times 10^(-6)m$, チューブの長さ $l = 0.5\lambda$、
チューブ間の間隔 $d = 0.4\lambda$、入射光と z 軸間の角度 θ

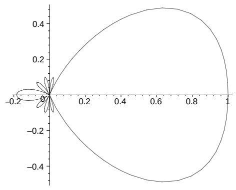
3.2.1 アレイ放射パタン $f(\theta)$ を求める

$$f(\theta) = \frac{\sum_{n=0}^{n=4} I_n \, e^{nI\alpha_n} \quad e^{nI\beta d \cos\theta}}{\sum_{n=0}^{n=4} I_n} \tag{3.26}$$

ここで、エンドフェアの放射パタンを得るために、
$\alpha_n = -\beta d \cos\theta = -\frac{2\pi}{\lambda} 0.4\lambda = -2.512$ とする。サイドローブのことと高い指向性両方を考えると、アレイの電流の振幅分布 I_n は
Dolph-Chebyshev の電流振幅の分布、すなわち
1 : 1.61 : 1.94 : 1.61 : 1 とする。これを式 1.72 に代入すれば、式

$$f(\theta) = \frac{\sum_{n=0}^{n=4} I_n e^{ndj(\cos\theta - 1)}}{\sum_{n=0}^{n=4} I_n} \tag{3.27}$$

ここで、 $I_\circ = 1, I_1 = 1.61, I_2 = 1.94, I_3 = 1.61, I_4 = 1$ とする。
この式を極座標でプロットすると、図 3.4(二次元) と図 3.5(三次元) のように表されている。



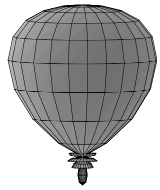


図 3.4: 二次元でのプロット[4]　図 3.5: 三次元でのプロット[5]

3.2.2　一本の半波長アンテナにおいて電流の分布

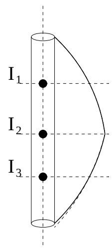


図 3.6: 半波長アンテナにおいて電流の分布[6]

図 3.6に示すように、半波長アンテナに流れる電流は正弦に呈するため、

$$I_1 = I_3 = \frac{I_2}{2} \tag{3.28}$$

となる。同じのように

$$I_4 = I_6 = \frac{I_5}{2}$$
$$I_7 = I_9 = \frac{I_8}{2}$$
$$I_{10} = I_{12} = \frac{I_{11}}{2}$$

[31]ファイル名:u02zhao/zu/zu31.eps
[32]ファイル名:u02zhao/zu/zu32.eps
[6]ファイル名:u02zhao/zu/zu33.eps

$$I_{13} = I_{15} = \frac{I_{14}}{2} \tag{3.29}$$

3.2.3 電流分布の行列式

Dolph-Chebyshev の電流分布を式 (1.72) に代入して、行列で書くと

$$[i_n] = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}I_2 e^{-I\beta 2d} \\ I_2 e^{-I\beta 2d} \\ \frac{1}{2}I_2 e^{-I\beta 2d} \\ \frac{1}{2}I_5 e^{-I\beta d} \\ I_5 e^{-I\beta d} \\ \frac{1}{2}I_5 e^{-I\beta d} \\ \frac{1}{2}I_8 \\ I_8 \\ \frac{1}{2}I_8 \\ \frac{1}{2}I_{11} e^{I\beta d} \\ I_{11} e^{I\beta d} \\ \frac{1}{2}I_{11} e^{I\beta d} \\ \frac{1}{2}I_{14} e^{I\beta 2d} \\ I_{14} e^{I\beta 2d} \\ \frac{1}{2}I_{14} e^{I\beta 2d} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}e^{-1.6I\pi} \\ e^{-1.6I\pi} \\ \frac{1}{2}e^{-1.6I\pi} \\ 0.805e^{-0.8I\pi} \\ 1.61e^{-0.8I\pi} \\ 0.805e^{-0.8I\pi} \\ 0.97 \\ 1.94 \\ 0.97 \\ 0.805e^{0.8I\pi} \\ 1.61e^{0.8I\pi} \\ 0.805e^{0.8I\pi} \\ \frac{1}{2}e^{1.6I\pi} \\ e^{1.6I\pi} \\ \frac{1}{2}e^{1.6I\pi} \end{bmatrix} \tag{3.30}$$

3.2.4 MoM 方法で $[Z_{mn}]$ を求める。

前の式

$$
\begin{aligned}
Z_{mn} &= f(z_m, z'_n) \\
&= -\int_{\triangle z'_n} K(z_m, z')dz' \\
&= -\frac{1}{j\omega\epsilon_0}\int_{-L/2}^{L/2} I(z')\left[\frac{\partial^2\psi(z,z')}{\partial z^2} + \beta^2\psi(z,z')\right]dz'
\end{aligned}
\tag{3.31}
$$

この式具体的な応用について例を挙げる。

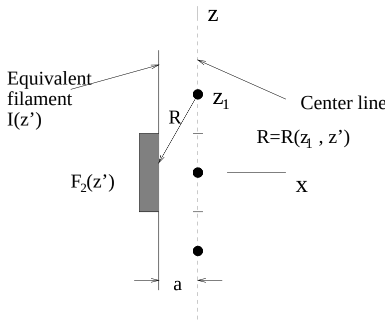


図 3.7: MoM の求め方[7]

図 3.7に示しているように、

$$
Z_{12} = -\int_{\triangle z'_2} F_2(z')K(z_1, z')dz' \tag{3.32}
$$

$$
K(z_m, z') = \frac{1}{4\pi j\omega\epsilon_0}\frac{e^{-j\beta R}}{R^5}\left[(1+j\beta R)(2R^2-3a^2)+\beta^2a^2R^2\right] \tag{3.33}
$$

ここで、ナノチューブの直径 $a = 4nm$ であり、$R = \sqrt{(z_m - z')^2 + a^2}, \beta = \frac{2\pi}{\lambda}, \epsilon_0 = 1.53 \times 10^{-6}, \omega = 2\pi f = 2\pi\frac{3\times10^8}{\lambda} = \beta \times 3 \times 10^8$ である。この式に従って、一本のアンテナに対して、電流分布を求めるために、行列 $Z_{mn}(m = 3, n = 3)$:

[7]ファイル名:u02zhao/zu/zu34.eps

$$
\begin{aligned}
[Z_{mn}] &= \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & Z_{13} \\ Z_{21} & Z_{22} & Z_{23} \\ Z_{31} & Z_{32} & Z_{33} \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} 0.185\angle 62.62^\circ & 0.509\angle 81.38^\circ & 0.0685\angle 38.63^\circ \\ 0.509\angle 81.38^\circ & 0.185\angle 62.62^\circ & 0.509\angle 81.38^\circ \\ 0.0685\angle 38.63^\circ & 0.509\angle 81.38^\circ & 0.185\angle 62.62^\circ \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{3.34}
$$

同じ方法で、5 本のアンテナに対して、

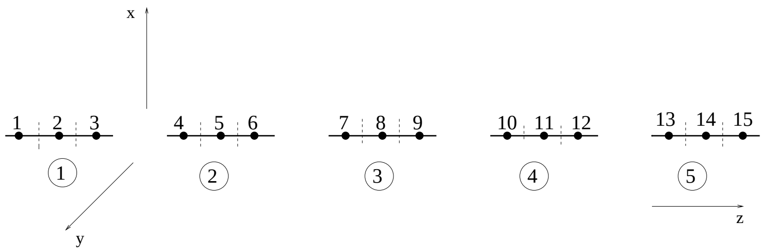


図 3.8: MoM 方法を用いて、$[Z_{mn}]$ を求める[8]

図 3.8に示したように、$[Z_{mn}](m = 15, n = 15)$ 求められる。（付録 1）

$$
[Z_{15,15}] = \begin{bmatrix} Z_{1,1} & Z_{1,2} & Z_{1,3} & \cdots & Z_{1,15} \\ Z_{2,1} & Z_{2,2} & Z_{2,3} & \cdots & Z_{2,15} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{15,1} & Z_{15,2} & Z_{15,3} & \cdots & Z_{15,15} \end{bmatrix} \tag{3.35}
$$

[8]ファイル名:u02zhao/zu/zu35.eps

3.2.5 $[I_n], [Z_{mn}]$ から $[V_m]$ を求める

$$
\begin{aligned}
[V_m] &= [Z_{mn}][I_n] \\
&= \begin{bmatrix} Z_{1,1} & Z_{1,2} & \cdots & Z_{1,15} \\ Z_{2,1} & \cdots & \cdots & Z_{2,15} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{15,1} & Z_{15,2} & \cdots & Z_{15,15} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_{15} \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} V_2 \\ V_5 \\ V_8 \\ V_{11} \\ V_{14} \end{bmatrix} = 10^9 \times \begin{bmatrix} 0.669\angle 0.08 \\ 1.02\angle -2.41 \\ 1.3\angle 1.386 \\ 1.08\angle -1.16 \\ 0.679\angle 2.61 \end{bmatrix} \qquad (3.36)
\end{aligned}
$$

これによって、かける電圧間の位相差がそれぞれ
$-1.306, -3.796, 0, -2.546, 1.224$ である。

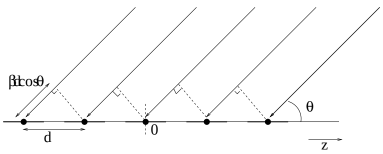


図 3.9: 平面波が入射している様子[9]

図 3.9により、入射光が平面波とすると、入射光線の間の位相がそれぞれ $-1.306, -3.796, 0, -2.546, 1.224$ に対応させるため、図 3.10示したように、厚さ不均一なグラスを使って、光線の位相差を調整できる。実際、こんなグラスは現代の技術で作れるそうです。

[9]ファイル名:u02zhao/zu/zu36.eps

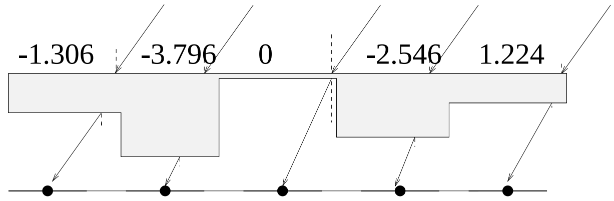


図 3.10: 不均一な厚さのグラスを挟まって、光の位相を変える[10]

- 設計 2

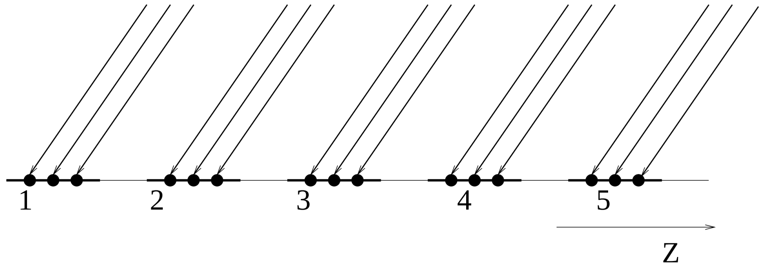


図 3.11: 5 本のアレイアンテナが z 軸に並び、
図 3.11のように、入射光線がアレイのマッチイングポイント点に
当たる。[11]

一本のアンテナは線形アレイアンテナと考えると、エンドフェア放射パタンの式が

$$f_0(\theta) = \frac{\sum_{n=0}^{n=2} i_n e^{-nj\beta d(\cos\theta - 1)}}{\sum_{n=0}^{n=2}} \tag{3.37}$$

となる。ここで i_n は入射光線がマッチイングポイントに当たるところに流れる電流の振幅 ($i_0 : i_1 : i_2 = 1 : 2 : 1$ とする) であるが、$d = 0.5\lambda \times \frac{1}{3}$ である。このエンドフェア放射パタンをプロットすると、図 3.12となる。

[10]ファイル名:u02zhao/zu/zu37.eps
[11]ファイル名:u02zhao/zu/zu43.eps

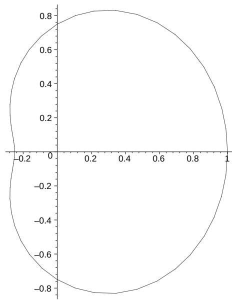


図 3.12: 一本のアンテナのエンドフェア放射パタン[12]

五本のアレイアンテナの放射パタンは設計 1 のように求められる。放射パタンの方程式と放射パタンの図は下にある。

$$f'(\theta) = \sum_{n=0}^{n=4} e^{nj\beta d \cos\theta} \tag{3.38}$$

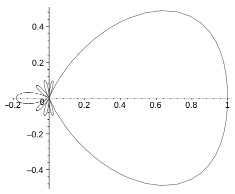
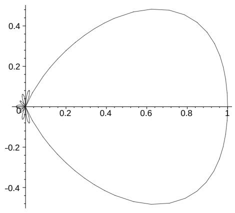


図 3.13: 五本のアレイアンテナの放射パタン[13]

従って、全ての放射パタンの方程式 $f(\theta)$ 及び放射パタンの図は下に示されている。

$$f(\theta) = f_0(\theta) \times f'(\theta) \tag{3.39}$$



[12] ファイル名:u02zhao/zu/zu40.eps
[13] ファイル名:u02zhao/zu/zu41.eps

図 3.14: 全ての放射パタン[14]

図 3.14 は図 3.13 に比べ、サイドロープが明らかに小さくなった。この目標を実現するために、$[Z_{mn}] \rightarrow I_n \rightarrow v_m \rightarrow$ 位相のずれ $\rightarrow$ 厚さ不均一なグラスなど設計 1 と同じ方法で設計する。

[14]ファイル名:u02zhao/zu/zu42.eps

第 4 章

結論・及び今後への提言

本研究ではカーボンナノチューブのアレイアンテナを対象として、高い指向性を求めようと考えてきた。前の文章で一本のアンテナに三つの部分を分て電流の分布を求めたことを例として説明したが、実際は電流の分布を精度もっと高く 求めるために、マッチングポイント点を多くとればとれるほどいい。これを実現するためにプログラミングが必要である。

謝辞

本研究および論文作成にあたり、懇切なる御指導、を賜わりました指導教官である齋藤理一郎助教授に心より御礼の言葉を申し上げます。本研究およびセミナー等で御指導を賜りました木村忠正教授、湯郷成美助教授、一色秀夫助手に厚く感謝の意を表します。また、本研究をするにあたり、留学生を管理する奥山先生にご相談に多大なる感謝をいたします。特に私は一番困ったとき、隣の研究室の岩崎教授は私の考えを聞いて丁寧に直接指導して頂きました。改めて感謝致します。さらに、木村研究室、湯郷研究室の皆様方にも感謝致します。本研究にあたって、本研究室のメンバ、ドクタコースのアレクス様をはじめ、全員にも感謝致します。