7.4 電流素子と磁流素子からの放射

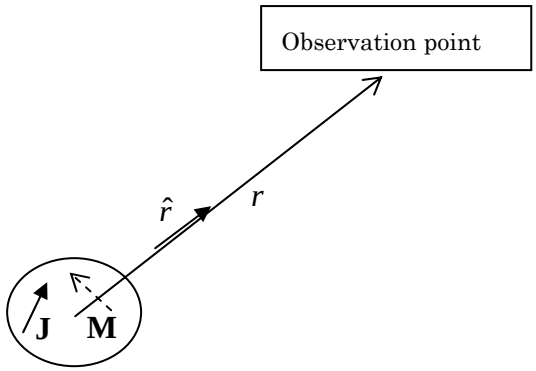
磁流(magnetic current)は物理的には存在しないが、電流(electric current) **J** に対応する磁流という概念を導入すると計算上楽になることが多い（例えば、ホーンアンテナや導波管スロットアンテナの解析)。マクスウェルの方程式のファラデーの法則とアンペアの法則の類似性(analogy)から磁流 **M** を導入したときの電磁界は簡単に計算できる。

$\nabla\times\mathbf{H} = j\omega\varepsilon\mathbf{E}+\mathbf{J}$　　電流

$\nabla\times\mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H}-\mathbf{M}$　　磁流

$\nabla\cdot\mathbf{E} = \dfrac{\rho}{\varepsilon}$　　電荷

$\nabla\cdot\mathbf{H} = \dfrac{\rho^*}{\mu}$　　磁荷



$$\mathbf{A} = \iiint_V \frac{\mu\mathbf{J}e^{-jkr}}{4\pi r}dV,\quad \mathbf{F} = \iiint_V \frac{\varepsilon\mathbf{M}e^{-jkr}}{4\pi r}dV$$

A を磁気型ベクトルポテンシャル(magnetic vector potential)、**F** を電気型ベクトルポテンシャル(electric vector potential)と呼ぶ。**M** が作る電磁界はマクスウェルの方程式で $\mathbf{M}\to\mathbf{J}$ と置き換えたとき、$\mathbf{F}\to\mathbf{A}$，$\mathbf{E}\to-\mathbf{H}$，$\mathbf{H}\to\mathbf{E}$，$\rho^*\to\rho$，$\varepsilon\to\mu$，$\mu\to\varepsilon$ と書き換えたら同じ形になるので、これを双対性(duality)と言い、この性質から簡単に **M** が作る電磁界を計算できる（文字を書き換えるだけ)。

$$\mathbf{E} = \underline{\underline{-j\omega\mathbf{A}+\frac{\nabla\nabla\cdot\mathbf{A}}{j\omega\varepsilon\mu}}}\underline{-\frac{\nabla\times\mathbf{F}}{\varepsilon}}$$

（遠方では　$-j\omega\mathbf{A}_\perp$　　$-j\omega\mathbf{F}\times\hat{r}\eta$ ）

$$\mathbf{H} = \underline{\underline{-j\omega\mathbf{F}+\frac{\nabla\nabla\cdot\mathbf{F}}{j\omega\varepsilon\mu}}}\underline{+\frac{\nabla\times\mathbf{A}}{\mu}}$$

（遠方では　$-j\omega\mathbf{F}_\perp$　　$\hat{r}\times\dfrac{-j\omega\mathbf{A}}{\eta}$ ）

$$\mathbf{E} = -j\omega(A_\theta+\eta F_\phi)\hat{\theta}-j\omega(A_\phi-\eta F_\theta)\hat{\phi}$$

$$\mathbf{H} = -j\omega(F_\theta-\frac{A_\phi}{\eta})\hat{\theta}-j\omega(F_\phi+\frac{A_\theta}{\eta})\hat{\phi}$$

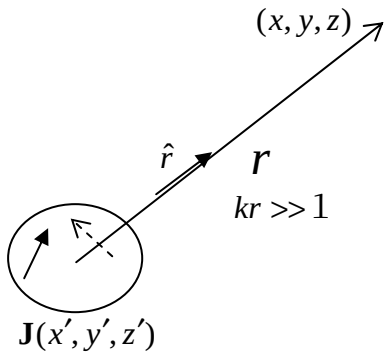
波源から遠方の界

遠方界(far field)は波源から遠く離れた場所の界であり、$kr >> 1$の近似が使えるので近傍界(near field)よりも簡単に計算できる。

$$\mathbf{E} = -j\omega\mathbf{A} + \frac{\nabla\nabla\cdot\mathbf{A}}{j\omega\varepsilon\mu} \quad \Rightarrow \quad -j\omega\mathbf{A}_{\perp} \equiv -j\omega(A_\theta\hat{\theta} + A_\phi\hat{\phi})$$

の証明

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi}\iiint_V \mathbf{J}\frac{e^{-jkr}}{r}dv$$



公式
$$\begin{cases} \psi \equiv \dfrac{e^{-jkr}}{r} \\ \nabla\psi = -\dfrac{1+jkr}{r^2}e^{-jkr}\hat{r} \approx -jk\psi\hat{r} \\ \nabla\dfrac{\psi}{r} = \dfrac{-(jkr+2)}{r^3}e^{-jkr}\hat{r} \approx -jk\dfrac{\psi}{r}\hat{r} \end{cases}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi}\iiint_V \nabla\cdot(\mathbf{J}\psi)dv = \frac{\mu}{4\pi}\iiint_V (\psi\underline{\nabla\cdot\mathbf{J}} + \mathbf{J}\cdot\nabla\psi)dv$$

$$= 0$$

$$= -jk\frac{\mu}{4\pi}\iiint_V (\mathbf{J}\cdot\hat{r})\psi dv = -jk\frac{\mu}{4\pi}\iiint_V (J_x\frac{x}{r} + J_y\frac{y}{r} + J_z\frac{z}{r})\psi dv$$

$$= -jk\frac{\mu}{4\pi}\iiint_V (J_x x + J_y y + J_z z)\frac{\psi}{r}dv$$

$$\nabla\nabla\cdot\mathbf{A} = -jk\frac{\mu}{4\pi}\Bigg[\iiint_V\left\{J_x\frac{\psi}{r}+(J_x x+J_y y+J_z z)\frac{\partial}{\partial x}\frac{\psi}{r}\right\}dv\ \hat{x}$$

$$+\iiint_V\left\{J_y\frac{\psi}{r}+(J_x x+J_y y+J_z z)\frac{\partial}{\partial y}\frac{\psi}{r}\right\}dv\ \hat{y}$$

$$+\iiint_V\left\{J_z\frac{\psi}{r}+(J_x x+J_y y+J_z z)\frac{\partial}{\partial z}\frac{\psi}{r}\right\}dv\ \hat{z}\Bigg]$$

$$=-jk\frac{\mu}{4\pi}\iiint_V\left\{\mathbf{J}\frac{\psi}{r}+(\mathbf{J}\cdot\hat{r}r)\nabla\frac{\psi}{r}\right\}dv$$

$$=-jk\frac{\mu}{4\pi}\iiint_V\left\{\mathbf{J}\frac{\psi}{r}-jk\psi(\mathbf{J}\cdot\hat{r})\hat{r}\right\}dv$$

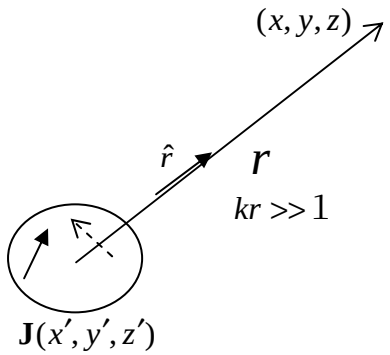
$$\mathbf{E}=-j\omega\mathbf{A}+\frac{\nabla\nabla\cdot\mathbf{A}}{j\omega\varepsilon\mu}=-j\omega\left[\mathbf{A}+\frac{1}{k^2}\nabla\nabla\cdot\mathbf{A}\right]$$

$$=-j\omega\left[\mathbf{A}+\frac{1}{k^2}\left\{\frac{-jk}{r}\mathbf{A}-k^2(\mathbf{A}\cdot\hat{r})\hat{r}\right\}\right]$$

$$\approx -j\omega\left[\mathbf{A}-\hat{r}(\mathbf{A}\cdot\hat{r})\right]$$

$$\nabla\times\mathbf{A}=\frac{\mu}{4\pi}\iiint_V \nabla\times(\mathbf{J}\psi)dv$$
$$=\frac{\mu}{4\pi}\iiint_V (\psi\underline{\nabla\times\mathbf{J}}+\nabla\psi\times\mathbf{J})dv$$
$$=0$$
$$=\frac{\mu}{4\pi}\iiint_V (-jk\psi\hat{r})\times\mathbf{J}dv$$
$$=-jk\,\hat{r}\times\mathbf{A}$$

$$\mathbf{H}=\frac{\nabla\times\mathbf{A}}{\mu}=\frac{-jk}{\mu}\hat{r}\times\mathbf{A}=\frac{-jk}{\mu}\hat{r}\times\left[\mathbf{A}-\hat{r}(\mathbf{A}\cdot\hat{r})\right]$$
$$=\frac{-jk}{\mu}\hat{r}\times\frac{\mathbf{E}}{-j\omega}=\frac{1}{\eta}\hat{r}\times\mathbf{E}$$



i）$\mathbf{A}=\frac{\mu}{4\pi}\iiint_V \mathbf{J}\psi dv$

ii）$\mathbf{E}=-j\omega\mathbf{A}_\perp$

$$\mathbf{A}_\perp=\mathbf{A}-\hat{r}(\mathbf{A}\cdot\hat{r})$$
$$=\cancel{\hat{r}A_r}+\hat{\theta}A_\theta+\hat{\varphi}A_\varphi$$

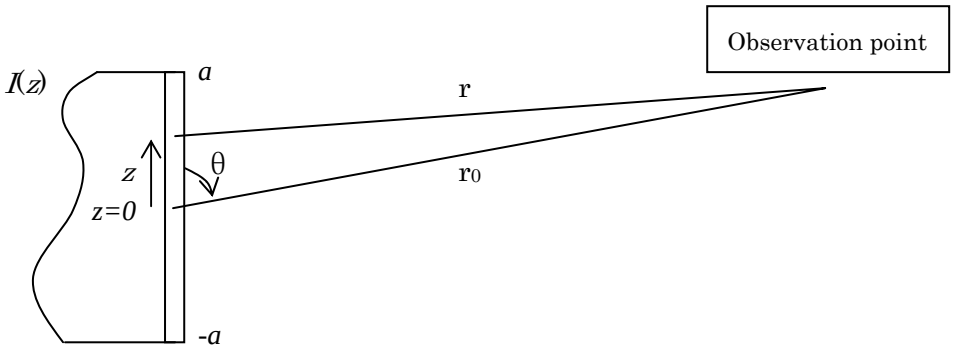
iii）$\mathbf{H}=\frac{1}{\eta}\hat{r}\times\mathbf{E}$

局所的に平面波(Locally Plane Wave)の性質を持っている。
一般に、近傍界を計算するときはベクトルポテンシャルを導入して電磁界を計算するのは直接計算する場合に比べて計算が楽とはいえないが、この結果から、遠方界を計算するときにはベクトルポテンシャルを導入すると確実に計算が楽になる。

線状波源分布からの放射計算例（遠方界）

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi}\iiint_V \mathbf{J}\frac{e^{-jkr}}{r}dV$$

次のような線状波源を考える。$I(z)$ は波源分布を表す。電流は $\mathbf{J} = \hat{z}I(z)$ が流れているとする。



[遠方界近似]	
$r \approx r_0 - z\cos\theta$	指数部
$r \approx r_0$	分母

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi}\hat{z}\int_{-a}^{a} I(z)\frac{e^{-jkr}}{r}dz$$
$$= \frac{\mu}{4\pi}\hat{z}\frac{e^{-jkr_0}}{r_0}\int_{-a}^{a} I(z)e^{jkz\cos\theta}dz$$

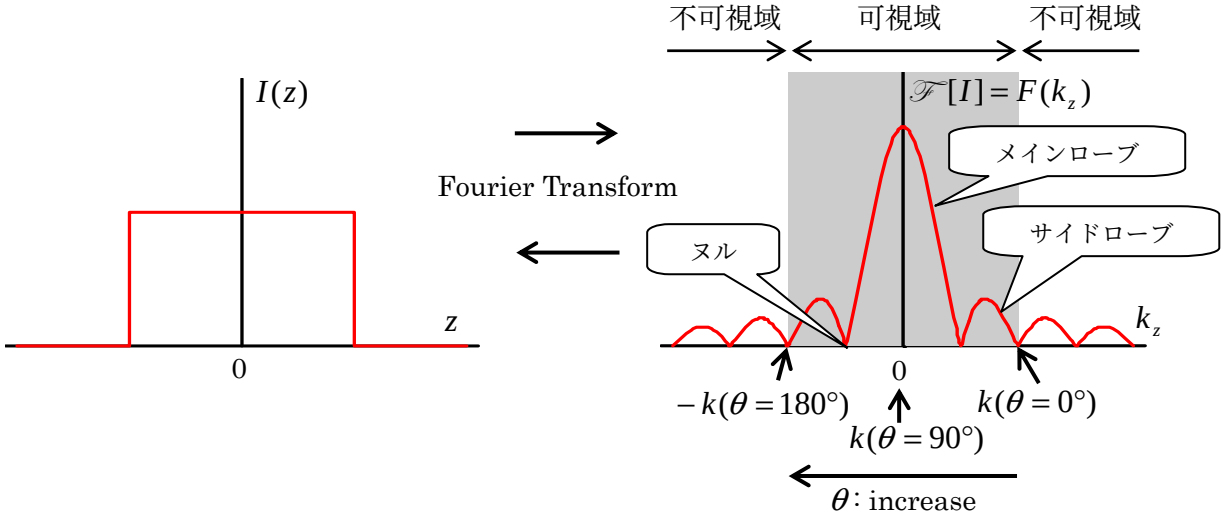
$$\int I(z)e^{jk_z z}dz = \mathscr{F}[I] = F(k_z)$$
$$k_z = k\cos\theta$$

偶然だが、Fourier 変換の表現となっている（z が時間 t に、波源分布 $I(z)$ が時間波形 $f(t)$ に対応し、観測角 θ により変化する $k\cos\theta$ が周波数 ω に指向性が $\mathscr{F}[I]$ に対応する）。

$$\mathbf{E} = -j\omega\mathbf{A}_{\perp}$$

つまり、線状波源の遠方界指向性はフーリエ変換の知識があると簡単に予想することができる。例えば、ステップ状波源のフーリエ変換は sinc 関数となる。ただし、$0° \le \theta \le 180°$ だから $-k \le \omega \le k$ の制限があり、$F(k_z)$ の $-k \le \omega \le k$ の範囲は実際に指向性に現れる部

分だから可視域(visible region)、$F(k_z)$ の $|\omega| > k$ の領域は実際の指向性には現れないから不可視域(invisible region)と言われる。$F(k_z)$ は左右対称に切り取られ、右端が $\theta = 0°$，左端が $\theta = 180°$ に対応する。$I(z)$ の位相がどこでも同じとき、$\theta = 90°$ で指向性が最大となる。これをメインビームと呼ぶ。指向性が 0 となるところをヌル(ナル，null)と呼ぶ。メインビームの左右のヌルで囲まれる部分をメインローブ(main lobe)と呼び、その他の隣り合う 2 つのヌルで囲まれる部分をサイドローブ(side lobe)と呼ぶ。



周波数を高くして k を大きくすると、$F(k_z)$ の切り取られる範囲が大きくなりビームは相対的に鋭くなっていくのがわかる（一般に波長に比して大きな波源ほど鋭いビームを出すことができる）。

指向性は電流分布のフーリエ変換の可視域を見ており、可視域はフーリエ変換の低周波成分に対応する。従って、電流分布は多少違っていても、細かいリップルを含む程度ならば指向性はほぼ同じになるものである。これから、ダイポールアンテナの電流分布を仮定して指向性を計算するが、電流分布は厳密に正確でなくても大雑把に見て真の分布に近い（電流分布のフーリエ変換の低周波成分がほぼ同じ）ならば指向性は非常によく一致する。このように、電流分布は多少ずれていても指向性はよく一致するということはアンテナの解析ではよく経験するが、**指向性は電流分布のフーリエ変換の低周波成分である**ということを考えるとよく理解できる。

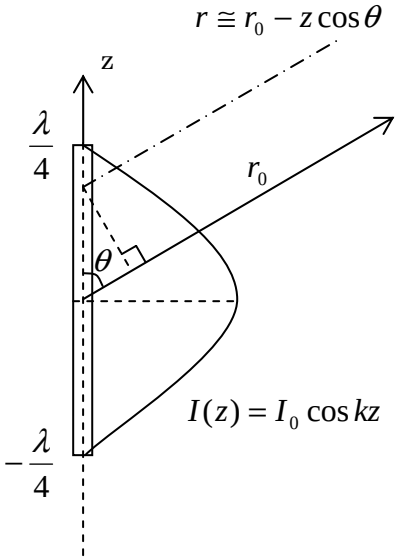
$I(z)$ の位相が傾き、電流分布が $I'(z) = I(z)\exp(j\varphi_z z)$ となったら、フーリエ変換の推移律より、$\mathscr{F}[I'] = \mathscr{F}[I(z)\exp(j\varphi_z z)] = F(k_z + \varphi_z)$ となる。これによって、指向性の $F(k_z)$ は $F(k_z + \varphi_z)$ と平行移動し、ビームが傾くことがわかる。

また、$I(z)$ が離散的に分布している場合（アレーアンテナなど）、$F(k_z)$ は周期波形となる。普通は周期は $k/2$ よりも大きくしなければ可視域にメインローブと同じ大きさのビームが複数左右から入ってきてしまい、これをグレーティングローブ(grating lobe)と言う。普通はビームを 1 つにしたく、送信アンテナの場合にはグレーティングローブは不要放射を発し、受信アンテナの場合には雑音や反射波や不要信号を受信してしまうので好まれない。グレーティングローブを出さないためには、周期を k よりも小さく、つまり、波源を離散化するときのサンプリング間隔を $p = \dfrac{2\pi}{k} = \lambda$（$p$ は普通のフーリエ級数の時間領域の周期 T

に対応)以下に選ぶ。

* http://www-antenna.ee.titech.ac.jp/~hira/hobby/edu/em/array/fourier/index-j.html
* http://www-antenna.ee.titech.ac.jp/~hira/hobby/edu/em/array/index-j.html

半波長 Dipole



電流分布:

$I(z) = I_0 \cos kz$

$$A_z = \frac{\mu I_0 e^{-jkr_0}}{4\pi r_0}\int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} \cos kz\, e^{jkz\cos\theta} dz$$

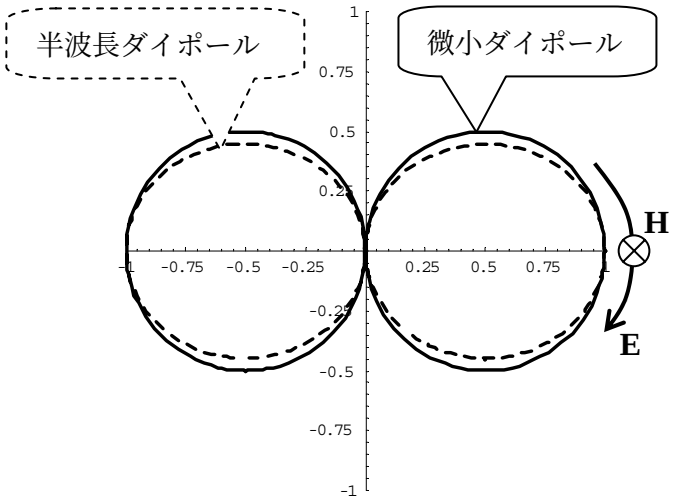
$$= \frac{\mu I_0 e^{-jkr_0}}{4\pi r_0}\int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} \frac{e^{jkz}+e^{-jkz}}{2} e^{jkz\cos\theta} dz$$

$$= \frac{\mu I_0 e^{-jkr_0}}{4\pi r_0}\left\{\frac{j\sin[k(1+\cos\theta)\frac{\lambda}{4}]}{jk(1+\cos\theta)} + \frac{j\sin[k(-1+\cos\theta)\frac{\lambda}{4}]}{jk(-1+\cos\theta)}\right\}$$

$$= \frac{\mu I_0 e^{-jkr_0}}{4\pi r_0}\left\{\frac{\cos(\frac{\pi}{2}\cos\theta)}{k(1+\cos\theta)} - \frac{\cos(\frac{\pi}{2}\cos\theta)}{k(-1+\cos\theta)}\right\}$$

$$= \frac{\mu I_0 e^{-jkr_0}}{4\pi r_0}\frac{-2\cos(\frac{\pi}{2}\cos\theta)}{k(-1+\cos^2\theta)}$$

$$= \frac{\mu I_0 e^{-jkr_0}}{2\pi r_0 k}\frac{\cos(\frac{\pi}{2}\cos\theta)}{\sin^2\theta}$$



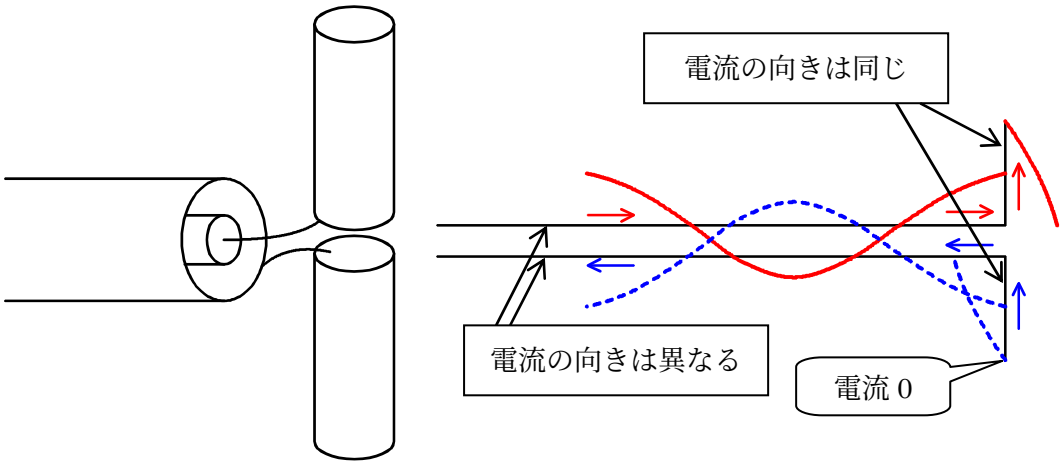
$$E_\theta = j\omega\sin\theta A_z = \frac{j\eta I_0}{2\pi r_0}e^{-jkr_0}\frac{\cos(\frac{\pi}{2}\cos\theta)}{\sin\theta}$$

$|E_\theta|$の相対振幅（リニア）

半端長ダイポールは微小ダイポールの指向性よりもほんの少し鋭い。

■ダイポールアンテナの説明

もう少し半波長ダイポールの解説をする。半波長ダイポールはラジオや携帯電話のアンテナとしてよく使われているアンテナの基本である。微小ダイポールと指向性はほとんど変わらないが、アンテナ長が短いと放射効率が悪いので、普通は一番放射効率が良くなり、かつその中で長さが最小の半波長ダイポールが使われる。上ではダイポール上の電流分布を $I(z) = I_0 \cos kz$ と仮定したが、なぜこのように仮定したか説明する。今までは理論計算の話しかしていなかったので、どのようにアンテナに電力を給電するか説明しなかったが、実際にはアンテナへの給電も重要である。ダイポールアンテナの場合にはよく同軸ケーブルが給電線に用いられる。２つの導体にそれぞれ正および負の電荷を与えるわけだが（もしも同じ電荷を与えたら微小ダイポールのような電気力線が発生しない)、そのとき同軸ケーブルの中心導体を上側の導体棒に、そして、外側の導体を下側の導体棒に繋げる。こうするとダイポール（正負電荷の双極子）が形成され、電磁波が放射される。



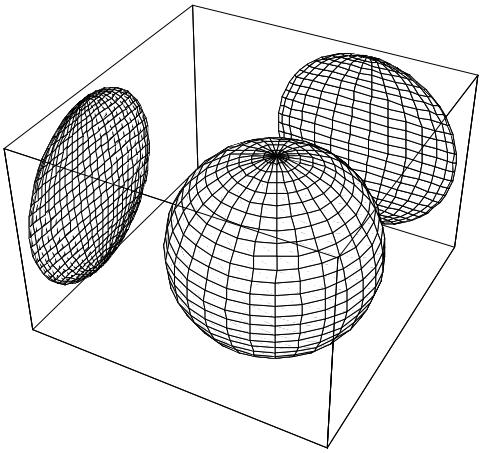
しかし、なぜ電流分布を正弦状に仮定したのだろうか？これに対する答えは上の右の図のように、電気回路で習った分布定数線路を考えるとわかりやすい。電源からは正弦波が励振されている。そして、左の同軸ケーブルとダイポールアンテナを先を折り曲げた分布定数線路と見なしてみる。このときの電流分布は先が曲がっていない分布定数線路とほとんど同じであると近似すると、電流は定在波ができて正弦波状に分布することがわかるだろう。しかも、開放された先端では電流が流れないから電流は 0 である。実際には先を折り曲げると電流分布は少し変わるが、細い導線で出来たアンテナはこれでかなり良い近似になっている。正確にダイポールアンテナの特性と電流分布を計算するにはマクスウェルの方程式を境界条件の下で解く必要があり、モーメント法がよく用いられる。

アンテナの諸特性

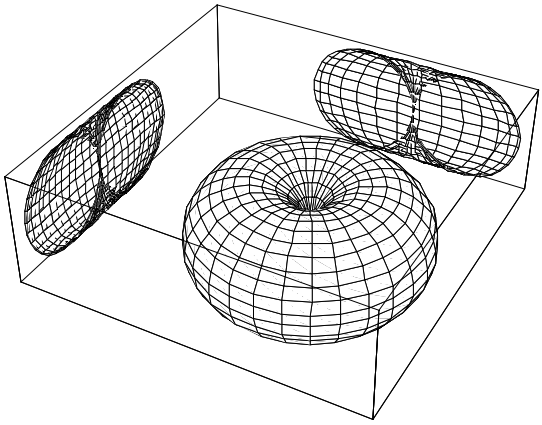
指向性(directivity)，放射パターン(radiation pattern)

指向性は微小ダイポールの結果でも説明したが、もう一度説明する。

下の図は極座標で描き、半径として遠方界の相対強度 $r|\mathbf{E}|$ or $r|\mathbf{H}|$ を描いたグラフで指向性(directivity)あるいは放射パターン(radiation pattern)と言う（directivity と言うときは、次に述べる「利得」という絶対量の方向特性を意味し、radiation pattern と言うときは普通、利得という絶対量は意識せず、そのアンテナのメインビームを基準[1 or 0dB]とした相対変化を意味することが多い)。遠方界だから、電界と磁界の大きさは界インピーダンス η で比例関係にあり、どちらを描いても指向性は変わらない。また、横軸が方向、縦軸が遠方界強度のカルテシアン座標が使われることもある。遠方界強度の座標は対数を取ってデシベル表示することもあり、レベルの小さな場所の違いを見たいときはデシベル表示し、レベルの大きなところの変化を見たいときは対数を取らずに表示することが多い。工学のアンテナの問題ではデシベル表示することがほとんどである。指向性は３次元グラフで描いたり、２次元グラフで描いたり、等高線グラフで描いたり、１次元グラフ（カルテシアン座標や極座標）で描いたりする。地面と平行な面でカットした面内の指向性を水平面内指向性、垂直面でカットした面の指向性を垂直面内指向性と呼ぶ。

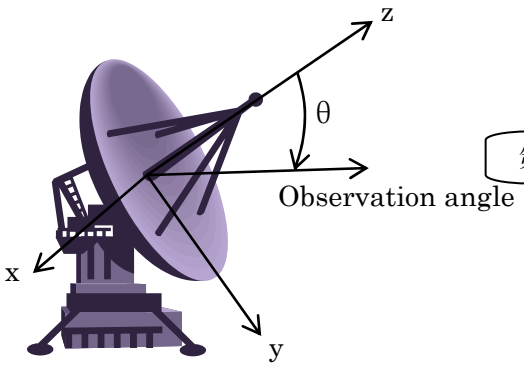


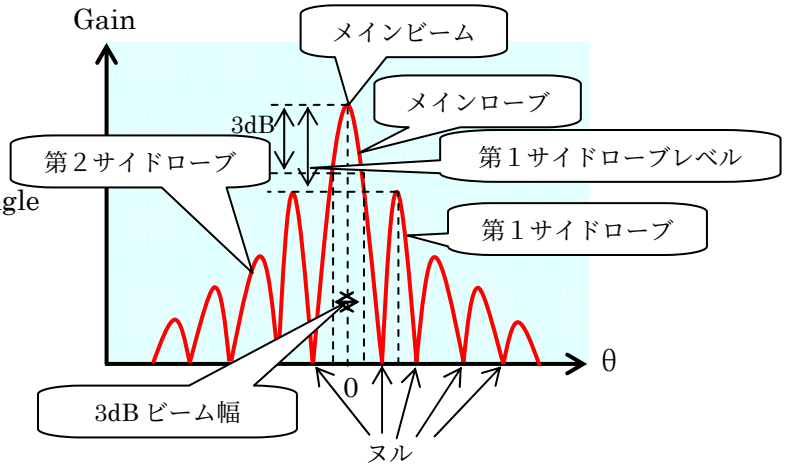
無指向性(isotropic)



微小ダイポールの８の字指向性

次に、指向性のヌル(ナル, null)とローブ(lobe)について説明する。





指向性の最大強度で放射する場所をメインビームと呼ぶ。指向性が 0 となる場所をヌル(ナル, null)と呼ぶ。メインビームの左右のヌルで囲まれる部分をメインローブ(main lobe)と呼び、その他の隣り合う２つのヌルで囲まれる部分をサイドローブ(side lobe)と呼ぶ。メインビームの隣のサイドローブを第１サイドローブ、次のサイドローブを第２サイドローブ・・・と呼ぶ。また、メインローブのピークから測った各サイドローブのピーク値（最大値）をサイドローブレベルと呼ぶ。メインビーム方向を中心にして、電力が 1/2(-3dB)(電界・磁界の振幅だと$1/\sqrt{2}$。デシベルは-3dB)になる２方向の間の角度を 3dB ビーム幅(3dB beam width)、電力半値幅あるいは電力半値角と言う。

実際には指向性は左右対称になるとは限らないし、ヌルが完全に 0 になるとも限らない。

利得(gain)

アンテナの利得(Gain)にはいくつかあるが、まず**指向性利得(directive gain)**について説明する。無指向性(isotropic)アンテナ（アンテナが放射する遠方界がどの方向にも同じ強さで一様に放射するもの。指向性は球となる）がある方向(θ,φ)（球座標で表現)に放射する電力$P_0(\theta,\varphi)$(電界E_0と磁界H_0は遠方なので$E_0=\eta_0 H_0$を満たす。$P_0=E_0{}^2/\eta_0=\eta_0 H_0{}^2$であり、$P_0$は$E_0{}^2$また$H_0{}^2$に比例する)に比べて、指向性を有するアンテナ（例えば、パラボラアンテナやダイポールアンテナなど）はどの程度大きな（あるいは小さな）電力$P_1(\theta,\varphi)$(電界E_1と磁界H_1は遠方なので$E_1=\eta_0 H_1$を満たす。$P_1=E_1{}^2/\eta_0=\eta_0 H_1{}^2$であり、$P_1$は$E_1{}^2$また$H_1{}^2$に比例する)になっているかという比$G(\theta,\varphi)=P_1(\theta,\varphi)/P_0(\theta,\varphi)$を指向性利得と言う（単に利得ということもある)。従って、Gは角度（方向）によって変化する関数となる。しかし、普通は指向性利得で比較したいのはアンテナのメインビーム方向（指向性の大きさが最大の方向）なので、普通、指向性利得と言ったら慣用的にはメインビーム方向(θ_m,φ_m)の指向性利得$G(\theta_m,\varphi_m)=P_1(\theta_m,\varphi_m)/P_0(\theta_m,\varphi_m)$を答えればよい。次に、なぜ「利得(Gain)」と言うか説明する。普通利得と言ったら増幅器（アンプ）の増幅率を想像するかもしれない。アンテナの利得は実際に電力を増やしている訳ではないが、同じ電力をアンテナから出していたとしてもビームを絞ることによって着目するメインビーム方向では放射電界を増やすことができる。受信側ではそれがアンテナのビームを絞ったことによるのか、または送信電力を増やしたことによるのかはどうでもいいことであり、アンテナのビームを絞ることは送信電力を増やしたことと同等の効果が得られるのである。従って、アンテナではビームの鋭さ自体を「利得」と言うのである。

また、普通アンテナの指向性利得はデシベル(dB)を取って電力比の場合には$10\log_{10}(P_1/P_0)$、電界振幅比、および磁界振幅比の場合には$20\log_{10}(E_1/E_0)$, $20\log_{10}(H_1/H_0)$で利得Gのデシベルを定義する。また、無指向性のアンテナに対する比であることを強調して書き、単位は dB ではなく、dBi を使う。”i”は無指向性という意味の”isotropic”の頭文字であり、無指向性のアンテナに対してどの程度電力が大きいか表していることを強調する(他にも dBm という単位があり、1mW の無指向性アンテナに対してどの程度電力が大きいかを表すのに使われる)。このように定義すると、電界・磁界・電力のデシベル値は全て一致する（電界と磁界のデシベルは 10 を掛けるのではなく、20 を掛けているのはこのためである)。

コーヒー ブレイク（デシベルについて）

デシベルを取る理由は指数関数的大きさの変化を線形な変化に直すためである・・・と言ってもわかりにくいかもしれないが、例えば、実験をして大きな値と小さな値（およびそれらの中間の値）を同時にグラフに描くときにデシベルを取ると見やすいからである。この議論は物理的音量と人間が感じる音の大きさの変化の関係を表すウェーバー・フェヒナ(Weber-Fechner)の法則を考えればわかりやすい。人間は小さなささやき声のような音量の微妙な変化を聞き分けることができる。そうだとしたら、物理的なエネルギーがはるかに大きい花火を近くで見たときの大きな爆発音はショックで死んでしまうほど大きな音に感じるのではないだろうか？しかし、人間が感じる音量はそこまでの変化がないのである。つまり、本当に人間が感じる音量は物理的な音量のデシベルを取ったような特性になっていて、あまりに大きすぎる音はエネルギーがそれより大きくなってもあまり大きくなったように感じないのである。このようにして、大きな音量の変化も小さな音量の変化も聞き分けることができるように工夫されているのである。識別することができる変化の範囲が広いことを「ダイナミックレンジが広い」と言う。今までの説明ではいかにもデシベルを取ることがいつでもいいことのように聞こえるかもしれないが、一般にそうとも言えない。小さな量だけ、あるいは大きな量だけを扱っているならば、デシベルを取らない方が微妙な変化を検出しやすい。そのため、場合によってデシベルを取ったり取らなかったりする。しかし、工学で扱う多くの比（アンテナの利得も含む）はデシベルを取ることが慣例となっており、デシベルに慣れておくとよい。

デシベルを取ると、対数を取るので、掛算・割り算で表されていた比が、足し算・引き算に変わる。「乗除算が加減算になるから計算が簡単になる・・・」と説明されることもあるが、これはデシベルを使う理由ではない。

デシベルはアメリカの AT&T のベル研の電話の発明者として有名なグラハム・ベルが最初に使ったから「ベル」と言い、（電力比では）log の前に 10 が掛けてあるから 10 倍を表す「デシ」が付いて「デシベル(dB)」と呼ばれている。

その他の特性

その他いろいろな特性の定義があるが、講義の範囲を超えるので、特性名を列挙するにとどめる。

- 入力インピーダンス
- 周波数帯域幅
- 受信有能電力
- 放射抵抗
- F/B 比（Forward/Backward ratio）
- 絶対利得
- 相対利得
- 電力利得

その他、アンテナ形状の種類（線状または平面状など）によってもいろいろな特性の定義がある。

線状アンテナの特性

- 実効長、実効高

開口面アンテナの特性

- 実効面積、実効開口面積
- 開口効率
- アンテナ効率

コーヒー ブレイク（マルコーニの世界初の無線電信）

マクスウェルが 1861 年に予言した電磁波を 1888 年にヘルツが実験室で確認したが、電磁波を実用化し、無線通信時代の扉を開いたのはイタリアのマルコーニ(グリエルモ・マルコーニ, Guglielmo Marconi, Italy, 1874-1937)であった。イタリアのマルコーニとロシアのポポフ(A.S. Popov)は 1895 年頃無線通信装置を発明した。マルコーニは 1898 年にドーバー海峡を隔てたイギリス-フランス間の通信に成功した。そして、1901 年に大西洋を隔てたイギリス-アメリカ間の通信に成功した。