論 文

論文 70-7-3-3

運動媒質內에서의 Circular Loop Antenna의 放射特性

(Radiation Characteristics of A Circular Loop Antenna In Moving Media)

崔 炳 河*

(Choe, Byung Ha)

要 約

本 論文에서는 光速에 比해서 대단히 낮은 速度로 運動하고 있는 線形, 等方, 均質 媒質內에서 크기가 波長과 同等程度이거나 그 以上인 Circular Loop Antenna의 放射特性을 考察하였다.

考察에 있어서 우선 運動媒質內에서의 電磁波方程式인 Maxwell-Minkowski 方程式을 토대로 하여 Circular loop antenna에 해당하는 Vector potential 을 誘導하고 電磁界式을 求하였다.

다음 이와같이 誘導된 式들로부터 特定한 波長과 速度에 對한 電磁界를 計算하고 field pattern 을 圖示하였으며 이 pattern 과 靜止媒質에서의 field pattern 을 比較 검토하였다.

검토한 結果, 指向性은 loop面에 平行한 速度成分에 限하여 速度方向으로는 축소되고 速度와 反對方向으로는 신장되는 사실이 발견되었으며 이 경향은 速度가 클수록 動振周波數가 높을수록 크게됨을 알 수 있었다.

ABSTRACT

In this paper, the radiation characteristics of a Circular Loop Antenna is studied in a moving homogeneous, isotropic and linear media with a constant velocity much less than the speed of light.

In Studing the radiation characteristics, first vector potential on the loop antenna is derived in the moving media by appling Maxwell-Minkowaski's theory.

Next, using the derived relations, the electric and magnetic field is calculated for the spec-ified wave length and velocity of the media.

The field patterns in the moving media are compared withthose of stationary media.

We find that the intensity of the field is reduced in the direction of the media velocity and increased in the opposite direction only for the component parallel with the plane of the antenna. The deviation from the stationary media is proportional to the velocity of the media and the frequency of source current.

I. 序 論

媒質이 高速度로 運動하고 있음은 相對的으로 靜止媒質內에서 放射體가 高速度로 運動하고 있는 것에 해당하고 이런 현상은 最近 宇宙開發에 있어 問題가 된다. 이 경우의 電磁波放射에 關하여는 Compton과 Tai[1)2)]에 依한 硏究가 있는데 이는 Maxwell-Minkowski의 理論을 이용, 光速에 比하여 充分히 낮은 速度의 線形, 等方, 均質 媒質內의 放射電磁界를 論하고 微少電氣雙極子에 依한 放射指向性이 靜止媒質의 경우와 같고 단지 位相速度만이 變化함을 結論지었다.

그런데 鹽澤俊之와 熊谷信昭[(4)]에 依하면 Antenna길이가 波長과 同程度이거나 그 以上인 때의 Linear Antenna에서는 微少磁氣雙極子와는 달리 Field pattern과 放射抵抗이 媒質速度에 따라 相當한 變化가 있음을 밝혔다. 즉 線狀 Antenna

* 仁荷工科大學 併設初大 電力科

本 硏究는 仁荷工科大學 附設 仁荷産業科學 技術硏究所의 硏究計劃에 依據함.

에 平行한 速度成分에 限하여 Field pattern이 速度方向으로 축소 및 신장 속도와 반대방향으로 됨을 밝혔다.

그런데 本論文에서는 크기가 波長과 同程度이거나 그 以上인 Circular Loop Antenna에 對하여 媒質의 速度가 미치는 영향을 考察하고져 하는, 데 먼저 Maxwel-Minkowski의 電磁方程式을 기초로 하여 Circular Loop Antenna에 해당하는 Vector potential式을 求하여 이로부터 電磁界의 式을 誘導하고 이들 유도된 式에 例로써 한 波長과 速度値를 代入하여 數値計算을 하고 Field pattern을 求할 것이며 끝으로 靜止媒質內의 Field pattern과 比較 검토하여 運動媒質의 速度가 放射特性에 미치는 영향을 究明하고져 한다.

Ⅱ. 運動媒質內에서의 電磁波方程式

여기서 媒質은 線形, 等方, 均質이며 媒質의 運動速度 v는 光速에 比하여 대단히 낮고 時間的으로는 $e^{j\omega t}$의 變化를 하는 경우를 생각한다. 이때 Minkowski의 理論[1,3,5]에 依하면 運動媒質內에서의 電磁界 E, H는 Lorentz transformation을 적용하고 v가 光速에 比하여 대단히 낮은 조건 즉 $\left(\frac{v}{c}\right)^2$의 項을 무시하는 조건을 代入하면 다음과 같은 變形된 式이 된다.

$$D \simeq \varepsilon E + \Lambda \times H \quad \cdots\cdots(1)$$

$$B \simeq \mu H - \Lambda \times E \quad \cdots\cdots(2)$$

$$J \simeq \rho v + \sigma(E + v \times B) \quad \cdots\cdots(3)$$

但 $\Lambda = (\varepsilon\mu - \varepsilon_0\mu_0)v$

ε, μ=媒質의 誘電率 및 透磁率

v=媒質의 運動速度

c=媒質內에서의 光速

(1)(2)(3)을 Maxwell方程式에 代入하면 다음과 같은 運動媒質에서의 Maxwell方程式을 얻게 되는데 이를 Maxwell-Minkowski의 方程式이라 한다.

즉 $$\nabla \times E = -\frac{\partial}{\partial t}[\mu H - \Lambda \times E] \quad \cdots\cdots(4)$$

$$\nabla \times H = \frac{\partial}{\partial t}[\varepsilon E - \Lambda \times H] \quad \cdots\cdots(5)$$

時間的인 變數 $e^{j\omega t}$를 代入하면

$$(\nabla - j\omega\Lambda) \times E = -j\omega\mu H \quad \cdots\cdots(6)$$

$$(\nabla - j\omega\Lambda) \times H = j\omega\mu H + J \quad \cdots\cdots(7)$$

$$(\nabla - j\omega\Lambda) \cdot H = 0 \quad \cdots\cdots(8)$$

$$(\nabla - j\omega\Lambda) \cdot E = \frac{\rho + \Lambda \cdot J}{\varepsilon} \quad \cdots\cdots(9)$$

(6)(7)로부터 wave equation 즉 運動媒質에서의 變形된 Helmholtz equation을 求하면 다음과 같다.

$$(\nabla - j\omega\Lambda) \times (\nabla - j\omega\Lambda) \times E + K^2 E = -j\omega\mu J \quad (10)$$

但, $K = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$

이 波動方程式의 解는 Dyadic Green函數의 方法을 利用한 解法으로 求해진 것을 택하면 다음과 같다 [2,4,7].

즉 $$E(R) = -j\omega\mu \iiint_{V'} r(R, R') J(R') dV' \quad \cdots\cdots(11)$$

여기서 $r(R, R')$는 Dyadic Green의 函數이며 다음과 같이 주어진다.

$$r(R, R') = e^{j\omega\Lambda(R-R')}\left[U + \frac{\nabla\nabla}{K^2}\right]\frac{e^{-jK|R-R'|}}{4\pi|R-R'|} \quad \cdots\cdots(12)$$

여기서 R=觀測點의 位置 Vector

R'=Source point의 位置 Vector

U=Unit Dyadic Vector

$J(R')$=電流密度(Source Current)

(11)과 (12)式으로부터 다음 式으로 고쳐 쓸 수 있다.

$$E(R) = -j\omega e^{j\omega\Lambda\cdot R}\left(A + \frac{\nabla\nabla\cdot A}{K^2}\right) \quad \cdots\cdots(13)$$

$$H(R) = \frac{e^{j\omega\Lambda\cdot R}}{\mu} \nabla \times A \quad \cdots\cdots(14)$$

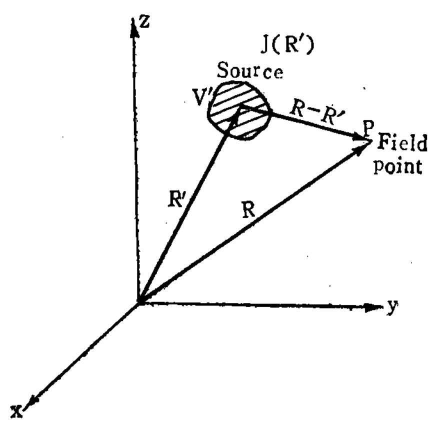


그림 1. 位置 Vecto 相互關係

Fig1. Vectors for evaluating the radiation field.

(13) (14)에서 $\boldsymbol{A}$는 運動媒質에서의 Vector potential이며 다음과 같다.

$$\boldsymbol{A}=\frac{\mu}{4\pi}\iiint_{V'}\frac{e^{-j\omega\Lambda\cdot R'}\,\boldsymbol{JR'}\,e^{-jK|R-R'|}}{|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}'|}dV' \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(15)$$

但 V'는 Source Current의 空間分布體積이다.

(13)(14)(15)式에서 媒質의 速度 $\boldsymbol{v}=0$ 즉 $\Lambda=0$로 놓으면 이들 3個式은 靜止媒質에서의 電界, 磁界 및 Vector potential을 나타내게 된다. 그러므로 靜止媒質인 때는 (13)(14)(15)式의 한 특수한 경우로 볼수 있으며 따라서 (15)의 Vector potential에 對한 式의 타당성을 알 수 있게된다.

Ⅲ. Circular Loop Antenna의 放射式

Circular Loop Antenna에 對하여 여기서는 電流가 全 loop를 통하여 $I(A)$의 一定한 경우를 생각하기로 한다.

式 (15)를 線素電流 Idl에 依한 Vector potential로 고치면 그림 2에서 $Idl=Iad\phi'$ 이고 Vector potential은 ϕ'成分만 存在하므로 P'點의 Idl로 인한 P點의 Vector potential은 다음과 같다.

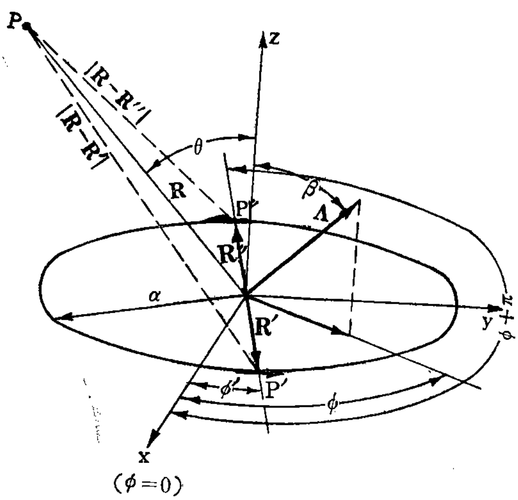


그림 2. 루프—안테나
Fig 2. Circular loop anenna

$$dA_\phi=\frac{\mu}{4\pi}\,\frac{e^{-j\omega\Lambda\cdot R'}Iae^{-jK|R-R'|}}{|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}'|}\cos\phi' d\phi'\cdots \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(16)$$

또 P''點의 $Iad\phi'$에 依한 P點의 Vector ptential을 $dA_{\phi2}$ 라면

$$dA_{\phi2}=-\frac{\mu}{4\pi}\,\frac{e^{-j\omega\Lambda\cdot R''}Iae^{-jK|R-R''|}}{|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}''|}\cos\phi' d\phi' \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(17)$$

但 $(-)$는 $\cos(\phi'+\pi)=-\cos\phi'$

遠距離 電磁場인 때는 그림 2를 參照하면 다음의 關係式이 成立한다.

$$\left.\begin{aligned}&|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}'|=r'=r+a\cos\phi'\sin\theta=r+\psi\\&|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}''|=r''=r-a\cos\phi'\sin\theta=r-\psi\\&\frac{1}{r}\simeq\frac{1}{r'}\simeq\frac{1}{r''}\end{aligned}\right\}\quad(18)$$

但 $|\boldsymbol{R}|=r,\ \psi=a\cos\phi'\sin\theta$

(18)을 (16)과 (17)의 指數項에 代入하면 (16)과 (17)式中 指數項은 다음과 같이 된다.

$$\left.\begin{aligned}&e^{-j\omega\Lambda\cdot R'}e^{-jK|R-R'|}=e^{-jKr}e^{-j(K\psi+\omega\Lambda\cdot R')}\\&e^{-j\omega\Lambda\cdot R''}e^{-jK|R-R''|}=e^{-jKr}e^{-j(-Kr+\omega\Lambda\cdot R'')}\end{aligned}\right\}(19)$$

여기서 Λ를 軸成分과 loop面에 平行한 成分으로 分離하면 그림 2에서 $\boldsymbol{R}'',\boldsymbol{R}'$와 V의 軸成分과 Scalar product는 零이므로 (19)式의 $V\cdot\boldsymbol{R}'$ 및 $\Lambda\cdot\boldsymbol{R}''$는 Λ의 loop面에 平行인 成分과 $\boldsymbol{R}'$ 및 $\boldsymbol{R}''$의 積으로 된다. 따라서 Scalar Vector potential에 영향을 미치는 것은 Λ 즉 $\boldsymbol{v}$의 loop面에 平行인 成分임을 알 수 있다. 그림 2에서 Λ의 球面座漂를 $\Lambda(\Lambda\beta\phi)$라면

$$\left.\begin{aligned}&\Lambda\cdot\boldsymbol{R}'=a\Lambda\sin\beta\cos(\phi-\phi')=\Lambda r\cos(\phi-\phi')\\&\Lambda\cdot\boldsymbol{R}''=-a\Lambda\sin\beta\cos(\phi-\phi')=-\Lambda r\cos(\phi-\phi')\end{aligned}\right\}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots(19')$$

但 $r=a\sin\beta$

(19′)를 (19)에 代入하면 다음式이 얻어진다.

$$\left.\begin{aligned}&e^{-jk}e^{-j(k\psi+\omega\Lambda\cdot R')}=e^{-jKr}e^{-j[K\psi+\omega\Lambda rcs(\phi-\phi')]}\\&e^{-jk}e^{-j(k\psi+\omega\Lambda\cdot R'')}=e^{-jkr}e^{-j[-k\psi-\omega\Lambda r\cos(\phi_o-\phi')]}\end{aligned}\right\}(20)$$

(20)을 (16)과 (17)에 代入하고 P'와 P''點의 微少電流素로 因한 P點의 Vector potential dA_ϕ를 求하면 $dA_\phi=dA_{\phi1}+dA_{\phi2}$ 이므로

$$dA_\phi=\frac{\mu Iae^{-jKr}\cos\phi'}{4\pi r}\{e^{-j(k\psi+\phi\Lambda r\cos(\phi-\phi'))}-e^{j[k\psi+\omega\Lambda r\cos(\phi-\phi')]}\}\cdots(20')$$

(20′)式으로부터 loop의 全電流에 依한 P點의 Vector potential A_ϕ를 積分하여 求하면 다음과 같다.

$$A_\phi=\frac{-j\mu aIe^{-kr}}{2r}\frac{1}{\pi}\int_0^\pi \sin[K\phi+\omega\Lambda r\cos(\phi-\phi')]\cos\phi' d\phi' \cdots\cdots\cdots(21)$$

(21)을 指數函數의 形式으로 表示하면

$$A_\phi=\frac{j(-j)\mu aIe^{-jKr}}{2r}\frac{j^{-1}}{\pi}\int_0^\pi e^{j[ka\sin\theta\cos\phi'+\omega\Lambda r\cos(\phi-\phi')]}e^{j\phi'}d\phi' \cdots\cdots\cdots(22)$$

(22)式을 積分함에 있어서 Bessel 函數를 적용할 수 있도록 指數項의 形態를 고쳐 보면 다음과 같다.

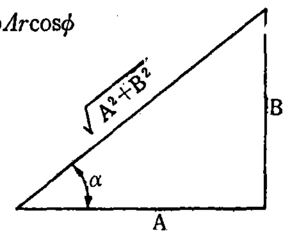
(22)에서 指數項만 따로쓰면

$$\begin{aligned}&ka\sin\theta\cos\phi'+\omega\Lambda r\cos(\phi-\phi')+\phi'\\&=ka\sin\theta\cos\phi'+\omega\Lambda r[\cos\phi\cos\phi'+\sin\phi\sin\phi']+\phi'\\&=(ka\sin\theta+\omega\Lambda r\cos\phi)\cos\phi'+(\omega\Lambda r\sin\phi)\sin\phi'+\phi' \cdots\cdots\cdots\cdots(23)\end{aligned}$$

여기서 $A=ka\sin\theta+\omega\Lambda r\cos\phi$

$B=\omega\Lambda r\sin\phi$

$\alpha=\tan^{-1}\frac{B}{A}$



라 놓으면 (23)式은 다음과 같이된다.

$$\begin{aligned}&\sqrt{A^2+B^2}\left(\frac{A}{\sqrt{A^2+B^2}}\cos\phi'+\frac{B}{\sqrt{A^2+B^2}}\sin\phi'\right)+\phi'=\sqrt{A^2+B^2}(\cos\alpha\cos\phi'\\&+\sin\alpha\sin\phi')+\phi'=\sqrt{A^2+B^2}\cos(\phi'-\alpha)+\phi'\\&=\sqrt{A^2+B^2}\cos(\phi'-\alpha)+(\phi'-\alpha)+\alpha\cdots(24)\end{aligned}$$

또 α가 定數이므로 $d(\phi'-\alpha)=d\phi'$

(22)에 (24)를 代入하고 정리하면

$$A_\phi=\frac{\mu aIe^{-jkr}e^{j\alpha}}{2r}\frac{j^{-1}}{\pi}\int_0^\pi e^{j[\sqrt{A^2+B^2}\cos(\phi-\alpha)+(\phi'-\alpha)]}d(\phi'-\alpha)\cdots\cdots\cdots\cdots(25)$$

(25)式에 第一種 Bessel 函數를 적용하여 적분하면 다음과 같이 A_ϕ의 式이 求해진다. 즉

$$A_\phi=\frac{\mu aIe^{-j(kr-\sigma)}}{2r}J_1[\sqrt{(ka\sin\theta+\omega\Lambda r\cos\phi)^2+(\omega\Lambda r\sin\phi)^2}\cdots\cdots(26)$$

(26)에 해당 數値를 代入하고 Bessel 函數의 表를 이용하면 A_ϕ는 용이하게 求할 수 있게 된다.

(26)을 (13)과 (14)에 代入하면 $\boldsymbol{E}$라 $\boldsymbol{H}$를 求할 수 있으며 遠距離電磁界인 경우에는 다음과 같이 간단한 式으로 求해진다.

$$\left.\begin{aligned}E_\phi&=-j\omega A_\phi\\H_\theta&=\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}E_\phi\end{aligned}\right\}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(27)$$

Ⅳ. 放射特性의 計算例

여기서는 遠距離 電磁界를 求할 것이므로 (26)에서 $\boldsymbol{A_\phi}$를 計算하면 바로 (27)로부터 $\boldsymbol{E_\phi}$ 및 $\boldsymbol{H_\theta}$ 求할 수 있게 된다.

$\boldsymbol{A_\phi}$를 計算함에 앞서 loop 의 直徑과 波長이 同等한 크기의 경우를 擇하면 $ka=\pi$로 되어야하고 또 $\omega\Lambda r$는 다음과 같이 擇하였다[4)6)8].

$$\omega\Lambda r=\omega\Lambda a\sin\beta=ka\left(\frac{\omega\Lambda}{k}\right)\sin\beta=0.5$$

(26)式을 靜止媒質에서의 式과 比較해 보면 立體的인 放射特性이 loop 軸에 對하여 非對稱性일 것으로 豫相되므로 그림 2에서 ϕ의 몇가지 값에 해당하는 수직 面으로 絶斷한 수직面 內에서의 Field pattern 을 求하기로 한다.

i) 그림 2에서 $\phi=0$ 즉 數度 Λ와 觀測點 P의 位置 Vector $\boldsymbol{R}$가 같은 수직面에 있을 때 (26)에서

$$A_\phi=\frac{\mu aIe^{-j(kr-\alpha)}}{2r}J_1(ka\sin\theta+\omega\Lambda r)\cdots\cdots\cdots(28)$$

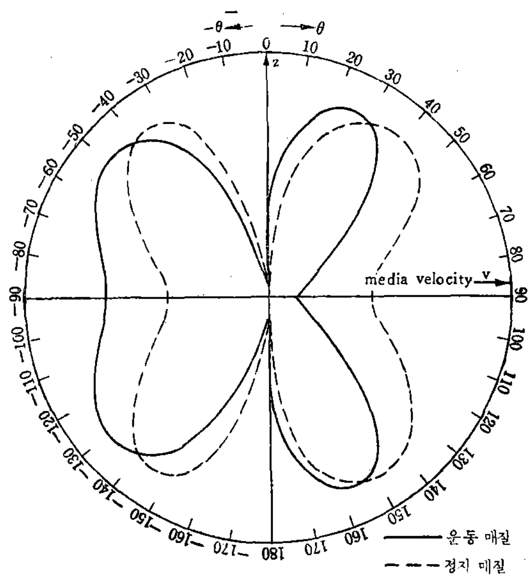


그림 3. $\phi=0$ 때 즉 媒質速와 平行인 수직면內의 패턴

Fig. 3. Field pattern at $\phi=0$

表 (1) $\phi=0$ 때의 J_1의 값

$\theta\geqq 0$	0	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°
$J_1(ka\sin\theta+\omega\Lambda r)$	0.24	0.36	0.46	0.52	0.57	0.58	0.57	0.54	0.49	0.44
$\theta\geqq 0$	50°	55°	60°	65°	70°	75°	80°	85°	90°	
$J_1(ka\sin\theta+\omega\Lambda r)$	0.38	0.31	0.25	0.2	0.16	0.12	0.1		0.08	
$\theta<0$	−5°	−10°	−15°	−20°	−25°	−30°	−35°	−40°	−45°	−50°
$J_1(ka\sin\theta+\omega\Lambda r)$	0.11	−0.025	−0.15	−0.27	−0.38	−0.46	−0.52	−0.56	−0.578	−0.581
$\theta<0$	−55°	−60°	−65°	−70°	−75°	−80°	−85°	−90°		
$J_1(ka\sin\theta+\omega\Lambda r)$	−0.57	−0.55	−0.53	−0.51	−0.49	−0.47		−0.46		

여기서 前述한 바와 같이 $\omega\Lambda r$와 ka의 값을 다음과 같이 놓고 즉 $\omega\Lambda r=0.5$, $ka=\pi$, θ의 變化에 對한 A_ϕ의 値를 求해 보면 다음 表(1)과 같다.

表 (1)을 式 (28), (27)에 代入 圖表하면 그림 3과 같이 되며 이는 $|E_\phi|$를 表示하게 된다. 表에서 θ를 90°까지만 택한 것은 90°에서 180°에 對하여는 Bessel 函數의 값은 對稱이 되기 때문이다. 그림 3을 검토하면 媒質의 運動으로 因한 영향은 數度方向으로 Field pattern이 오무러들고 反對方向으로 신장되며 最大値는 速度와 反對方向으로 移動하게 된다. 式(28)과 表 (1) 그림 3으로부터 이와같은 Field pattern의 伸縮현상을 Bessel function 內의 項 $\omega\Lambda r$에 기인한 것이며 $\omega\Lambda r$가 클수록 이와같은 현상은 더욱 현저하게된다. 따라서 주파수가 높을수록 또 媒質의 速度가 클수록 더욱 현저하게 나타남을 알 수 있다.

ii) $\phi=45°$인 경우 즉 觀測點 P의 位置 Vector $\boldsymbol{R}$를 포함하는 수직면과 媒質의 速度方向이 45°인 때는 (26)式으로 부터

$$A_\phi=\frac{\mu a I e^{-j(kr-\alpha)}}{2r}J_1(\sqrt{A^2+B^2}) \quad \cdots\cdots\cdots(29)$$

여기서 $A=ka\sin\theta+\omega\Lambda r\cos\phi=\pi\sin\theta+0.5\cos45°$

$B=\omega\Lambda r\sin\phi=0.5\sin45°$

前述한 바와같이 $\sigma\Lambda r=0.5$, $ka=\pi$를 代入하였다. 여기서도 θ의 變化에 따른 $J_1(\sqrt{A^2+B^2})$의 값을 求한 것이 表(2)이며 이表와 (29) 및 (27)을 이용하여 $|E_\phi|$를 求하고 作圖한 것이 그림 4이다.

$\phi=45°$에 해당하는 수직面內의 경우도 $\phi=0$때와 같은 현상이 나타나기는 하나 그 수축 및 신장의 정도가 경감되어 있다. 이는 速度方向으로 가장 큰 수축이 速度와 正反對方向으로 가장 큰 신장이 일어남을 表示한다.

表 (2) $\phi=45°$ 때 J_1의 값

$\theta\geqq 0$	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°
$J_1(\sqrt{A^2+B^2})$	0.24	0.34	0.43	0.48	0.55	0.578	0.578	0.56	0.52
$\theta\geqq 0$	45°	50°	55°	60°	65°	70°	75°	80°	90°
$J_1(\sqrt{A^2+B^2})$	0.48	0.42	0.36	0.31	0.26	0.21	0.15	0.18	0.13
$\theta<0$	0	−5°	−10°	−15°	−20°	−25°	−30°	−35°	−40°
$J_1(\sqrt{A^2+B^2})$	0.24	0.18	0.2	0.28	0.37	0.45	0.52	0.56	0.578
$\theta<0$	−45°	−50°	−55°	−60°	−65°	−70°	−75°	−80°	−90°
$J_1(A\sqrt{A^2+B^2})$	0.58	0.57	0.53	0.52	0.48	0.47	0.44	0.42	0.40

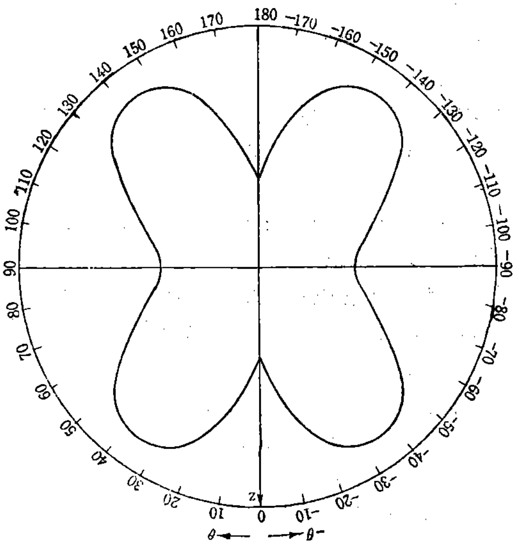


그림 4. $\phi=45°$때 즉 속도와 45°인 수직면內의 방사패턴
Fig 4. Field pattern at $\phi=45°$

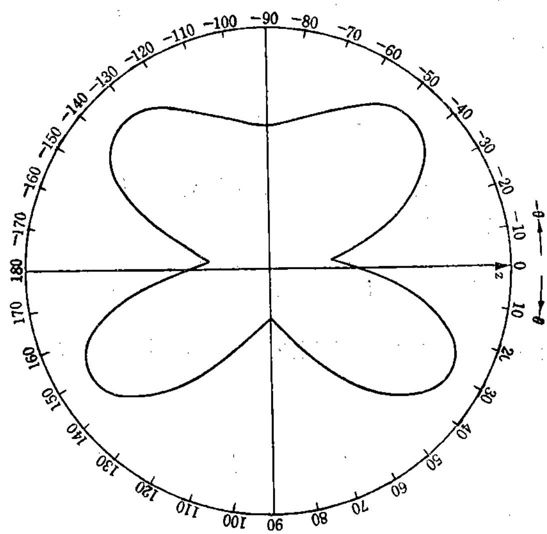


그림 5. $\phi=90°$ 때 즉 속도와 직각인 수직평면內의패턴
Fig. 5. Field pattern at $\phi=90°$

iii) $\phi=90°$때 즉 速度方向과 觀測點 P를 포함한 수직面이 直角인 때는 (26)式의 $J_1(\sqrt{A^2+B^2})$에서

$$A=ka\sin\theta+\sigma\Lambda r\cos\phi=ka\sin\theta=\pi\sin\theta$$

$$B=\omega\Lambda r=0.5$$

이다. 여기서 i)ii)때와 같은 方法으로 θ의 變化에 對한 J_1의 값을 Bessel unction의 數表를 利用하여 求하면 表(3)과 같다. 이 表와 (27)로부터 $|E_\phi|$의 값을 求하여 Field pattern을 作圖한것이 그림 5이다.

表 (3) $\phi=90°$ 때의 J_1의 값

θ	0	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°
$J_1(\sqrt{A^2+B^2})$	0.24	0.27	0.35	0.42	0.495	0.545	0.574	0.581	0.57
θ	45°	50°	55°	60°	65°	70°	75°	80°	90°
$J_1(\sqrt{A^2+B^2})$	0.55	0.51	0.47	0.42	0.38	0.34	0.31	0.29	0.27

그림 5에서 速度方向에 對하여 直角인 垂直平面內의 Field pattern이 i)ii)에서와는 달리 軸에 對稱으로 靜止媒質의 경우에 比하여 多少 變形되어 있으나 그 정도는 역시 i)ii)에 比하여 微微한 것이다. 또 $\theta=0$에서 $|E|$이 零이 아니다.

以上 i)ii)iii)을 종합검토해 보면 Field pattern이 立體的으로 速度方向으로 수축되고 速度와 反對方向으로 移動함과 同時에 伸張됨을 알수 있다

그리고 이와같은 현상은 表 (1)(2)(3)과 그림 3, 4, 5, 式 (26)등에서 볼 수 있는 바와 같이 Bessel function 內에 추가된 $\omega\Lambda r$項에 依한 것이다. 따라서 周波數 가높을수록 媒質의 速度가 클수록 위 현상이 현저하게 됨을 알 수 있다.

V. 結　論

Field pattern을 靜止媒質에서의 Field pattern과 比較해 보면 다음과 같은 사실을 發見할 수 있다.

(1) Field pattern은 loop antenna를 포함하는 平面에 平行한 媒質의 速度成分에 依하여 速度方向으로 수축되고, 反對方向으로 伸張되는 영향을 받게되고 loop의 軸에 平行한 즉 loop面에 수직되는 速度成分에는 영향을 받지 않는다.

(2) 이와같은 pattern의 수축 및 신장되는 현

상은 媒質의 速度가 클수록 電源의 周波數가 높을수록 더욱 현저하게 된다.

謝　　辭

本論文 作成에 있어 有益한 指導를 해주신 高瓊植, 教授에게 깊은 感謝를 드립니다.

附　　記

本論文은 仁荷工科大學附設仁荷產業學 技術硏究所의 硏究計劃에 依한것임.

參 考 文 獻

(1) J.R. Collier and C.T. TAI "Guided waves in moving media" IEEE Trans., MTT-13(July 1965)

(2) R.T. Compton, and C.T. TAI "Radiation from Harmonic Sources in a unciformly moving media" IEEE Trans., AP-13(July 1965)

(3) C.T. TAI "The Dyadic Green's Function for a Moving Isotropic Medium" IEEE Trans, AP-13 (March 1965)

(4) 鹽澤俊之, 態谷信昭　運動媒質中における線狀アンテナの放射特性 電子通信學會誌 Vol. 50, No. 10, (Oct. 1967)

(5) Sommerfeld, A. "Electrodynamics" NY Academic, 1952, p. 280～283

(6) 藤岡弘, 中川紀美雄 "運動している圓柱狀プラズマ中のダイポ|ルによる放射" 電子通信學會誌 Vol. 53-B, No. 5 (May 1970)

(7) Charles Hearch Papas "Theory of Electromagnetic Wave Propagation" McGraw-Hill, 1965

(8) 藤岡弘, 態谷信昭　"運動媒質中におけるアンテナアレイの放射特性" 電子通信學會誌 Vol. 49, (Aug. 196)

(9) C.T. TAI "A Study of Electrodynamics of Moving Media" Proc. IEEE. Vol. 52, (Ju. 1964), pp. 685～689.