電波 및 電波안테나 序說

기술해설
20~4~2

Introduction to Radio and Radio Antennas

(*Herald T. Friis*)

심 긍 섭 譯*
(Keung Sup Sim)

電波傳送 개념은 기본회로 素子인 인덕터와 커패시터의 이해에 입각하여 보다 쉽게 파악할 수 있다.

傳送線은 전화신호와 전력을 한 곳에서 다른 곳으로 傳導하며, 이러한 傳導性이 고주파 신호에 대해서는 존재하지 않지만 전파에의 초보로서 두 평행도체 사이의 전파전송을 이용하는 것이 설명에 쉽다.

전송선은 단위 길이마다 커패시턴스 C와 인덕턴스 L을 가지므로, 전송선 방정식을 유도하려면 회로소자 인덕터와 커패시터의 기본성질을 알아야 한다.

인덕터

그림 1은 직류전류 i가 흐르고 있는 코일로서 저항은 무시할 수 있다고 가정한다. 磁針으로 조사하여 보면 코일 내의 자계 H가 일정함을 알 수 있다. 또 전류 주위의 閉經路에 따라 자계와 經路長을 곱하여 합하면 그 폐경로에 둘러싸인 면적을 관통하는 全電流와 같아진다. 그림 1의 폐경로 ABCDA를 생각하면 자계는 AD 이외의 경로에 따라서는 零이고, 이 폐경로의 면적을 관통하는 全電流는 in이다. 따라서

$$Hl=in$$

또는 정의에 의해

$$H=\frac{in}{l}\text{〔A/m〕}$$

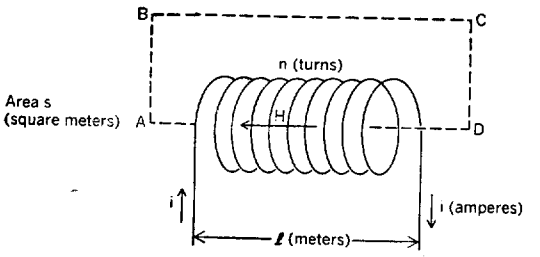

그림 1. 직류전류가 흐르는 코일

그림 2는 교류전압 $v=V_o\cos 2\pi ft$를 코일에 가한 것인데, f는 주파수〔Hz〕, t는 시간〔秒〕이다. (v對 $2\pi ft$ 곡선은 그림 3 참조) Faraday에 의하면 i에 의해 1回捲에 유기된 전압은 면적 s와 i 또는 H의 변화율에 비례한다. 따라서

$$v(\text{1回捲})=\mu s\frac{dH}{dt}=\mu s\frac{n}{l}\frac{di}{dt}$$

비례상수 μ는 코일內 매질의 투자율이다(공기에 대해서 $\mu=4\pi\times10^{-7}$H/m). 各捲의 전압은 加極性이므로 코일의 유기전압은

$$v=\mu s\frac{n^2}{l}\frac{di}{dt}=L\frac{di}{dt}\text{〔V〕} \qquad (1)$$

$L=\mu s(n^2/l)$은 코일의 인덕턴스〔H〕이다.

$v=V_o\cos 2\pi ft$일 때 식 (1)을 적분하면

$$i=\frac{V_o}{2\pi fL}\sin 2\pi ft\text{〔A〕} \qquad (2)$$

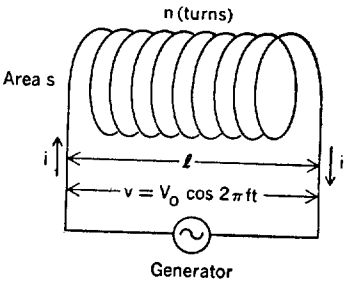

그림 2. 교류 전압을 가한 코일

$2\pi ft$에 대한 i와 v의 곡선은 그림 3과 같다.

커패시터

그림 4는 커패시터의 극판이다. 靜電실험에 의하면 각 극판의 全電荷 q와 극판 사이의 전압 v의 比는 일정하다.

$$\frac{q}{v}=\text{일정}=c \qquad (3)$$

*정회원 : 서울공대 전기공학과

C는 극판의 면적 s[m²]와 간격 d[m]의 比에 비례한다.

$$C=\epsilon\frac{s}{d}[\mathrm{F}] \tag{3a}$$

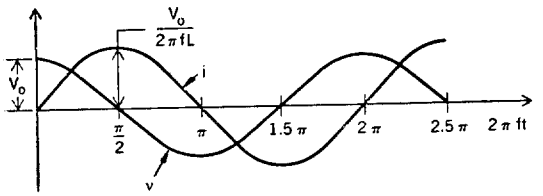

그림 3. 그림 2의 유도성 회로에 대한 전압 (v), 전류 (i) 對 $2\pi ft$ 곡선

비례상수 ϵ은 극판 사이의 매질의 誘電率이며, 자유공간에서는 $\epsilon=(1/36\pi)10^{-9}$ F/m이다.

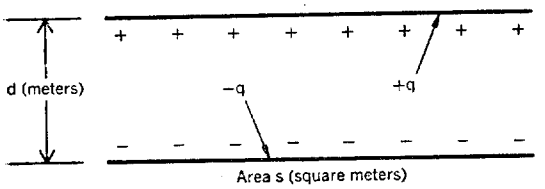

그림 4. 커패시터의 기본배치

그림 5와 같이 전압 $v=V_o\cos 2\pi ft$를 극판에 가했을 때 흐르는 變位電流 i는 q의 변화율과 같으므로, 식 (3)에서

$$i=\frac{dq}{dt}=C\frac{dv}{dt}=-2\pi fCV_o\sin 2\pi ft \tag{4}$$

$2\pi ft$에 대한 i와 v의 곡선은 그림 6과 같다.

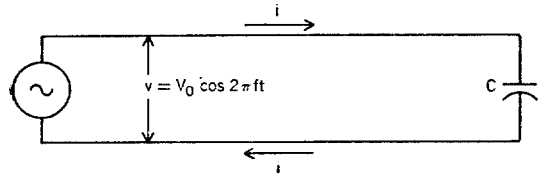

그림 5. 교류 전압을 가한 커패시터

전송선

그림 7(A)는 1m당 인덕턴스 L[H], 커패시턴스 C[F]의 긴 無損失均一線路이고, 그림 7(B)는 等價集中定數線路이다.

인덕터 Ldx에 흐르는 전류 i_x로 인하여 전압이 AB에서 CD로 감소한다. 식 (1)에 의해

$$dv_x=-Ldx\frac{di_x}{dt}$$

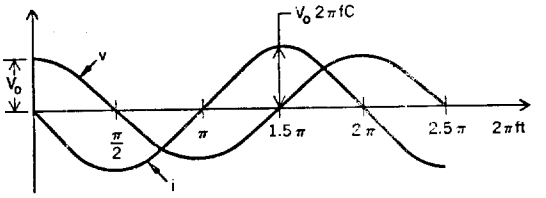

그림 6. 그림 5의 용량성회로에 대한 전압 (v), 전류 (i) 對 $2\pi ft$ 곡선

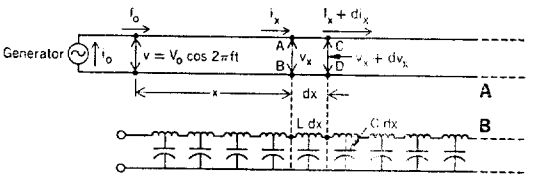

그림 7. A—긴 均一傳送線. B—等價集中定數線路

또는

$$\frac{dv_x}{dx}=-L\frac{di_x}{dt} \tag{5}$$

t에 관해 미분하면

$$\frac{d^2v_x}{dxdt}=-L\frac{d^2i_x}{dt^2} \tag{5a}$$

커패시터 Cdx에 흐르는 變位電流로 인하여 전류는 A에서 C로 감소하며 식 (4)를 이용하면

$$dix=-C\,dx\frac{dv_x}{dt}$$

또는

$$\frac{di_x}{dx}=-C\frac{dv_x}{dt} \tag{6}$$

x에 관해 미분하면

$$\frac{d^2i_x}{dx^2}=-C\frac{d^2v_x}{dxdt} \tag{6a}$$

식 (5a)의 $d^2v_x/dxdt$의 값을 대입하면

$$\frac{d^2i_x}{dx^2}=LC\frac{d^2i_x}{dt^2} \tag{7}$$

마찬가지로

$$\frac{d^2v_x}{dx^2}=LC\frac{d^2v_x}{dt^2} \tag{8}$$

식 (7), (8)의 i_x와 v_x를 풀면 하나의 正解로서 다음을 얻는다.

$$i_x=I_o\sin(2\pi ft-2\pi fx\sqrt{LC}) \tag{9}$$

$$v_x=V_o\sin(2\pi ft-2\pi fx\sqrt{LC}) \tag{10}$$

식 (9)의 ix를 x와 t에 관해 각각 두번 미분하여 이 解가 옳음을 증명할 수 있다.

$$\frac{dix}{dx}=-I_o\cos(2\pi ft-2\pi fx\sqrt{LC})\times 2\pi f\sqrt{LC}$$

$$\frac{d^2ix}{dx^2}=-I_o\sin(2\pi ft-2\pi fx\sqrt{LC})\times(2\pi f\sqrt{LC})^2 \qquad (11)$$

또

$$\frac{di_x}{dt}=I_o\cos(2\pi ft-2\pi fx\sqrt{CL})\times 2\pi f$$

$$\frac{d^2i_x}{dt^2}=-I_o\sin(2\pi ft-2\pi fx\sqrt{LC})\times(2\pi f)^2 \qquad (i2)$$

식 (11)과 (12)에 의해서

$$\frac{d^2i_x}{dx^2}=LC\frac{d^2i_x}{dt^2} \qquad (13)$$

식 (7)과 (13)은 같으므로 식 (9)는 (7)의 正解이고, 마찬가지로 (10)은 (8)의 正解이다.

식 (9)와 (10)을 (5)에 대입하면

$$-2\pi f\sqrt{LC}\ V_0\cos(2\pi ft-2\pi fx\sqrt{LC})=-LI_0\ 2\pi f\cos(2\pi ft-2\pi fx\sqrt{LC})$$

즉

$$\sqrt{LC}\ V_0=LI_0$$

또는

$$V_0=I_0\sqrt{\frac{L}{C}}$$

식 (9)와 (10)에서

$$v_x=i_x\sqrt{\frac{L}{C}}$$

즉 線路의 임피던스는

$$Z=\frac{v_x}{i_x}=\frac{V_0}{I_0}=\sqrt{\frac{L}{C}}[\Omega] \qquad (13a)$$

식 (10)으로 주어지는 v_x 對 x의 곡선을 $t=0$, $t=1/4f$, $t=1/2f$, …에 대하여 그리면 그림 8과 같다.

최초의 전압최대점은 A에서 B, C, D, E, F로 다음과 같은 속도로 이동한다.

$$C=\frac{1}{2f\sqrt{LC}}\Big/\frac{1}{2f}=\frac{1}{\sqrt{LC}}[m/s]$$

즉 입력전원에 의해 進行波가 선로에 발생한다.

전압최대점 사이의 간격을 파장 λ라고 한다.

$$\lambda=\frac{1}{f\sqrt{LC}}=\frac{c}{f}[\mathrm{m}]$$

식 (10)에 의해 거리 x 및 $x+d$에서의 전압의 위상차 ϕ는

$$\phi=2\pi f(x+d)\sqrt{LC}-2\pi fx\sqrt{LC}$$

$$=2\pi fd\sqrt{LC}=2\pi\frac{d}{\lambda} \qquad (14)$$

그림 9는 균일한 帶形전송선인데 端效果는 무시한다. 전송선이론에 의하면 선로 임피이던스는 $z=\sqrt{L/C}\,\Omega$이다.

이 선로의 1m당 인덕턴스 L은 면적 $s=1h$이고 길이 $l=a$인 單捲코일의 인덕턴스와 같으므로, 식 (1)에 의해

$$L=\mu h\frac{1}{a}$$

마찬가지로 식 (3a)에 의해

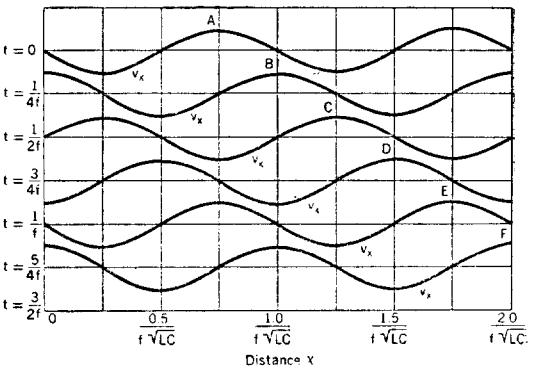

그림 8. 선로전압 v_x 對 거리 x

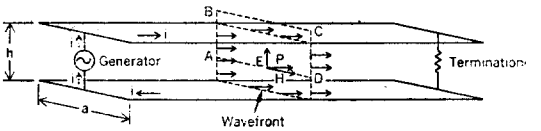

그림 9. 進行波를 가진 균일한 帶形(strip) 전송선

$$C=\epsilon\frac{a}{h}$$

傳播속도 c는

$$c=\frac{1}{\sqrt{LC}}=\frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$$

자유공간에서는

$$\mu=4\pi\times10^{-7}\qquad \epsilon=\frac{1}{36\pi}\times10^{-9}$$

이므로 $c=3\times10^8$m/s인데, 이것은 빛의 속도이고 또 絶緣體와 磁性體를 거의 쓰지 않은 전송선에 대한 傳播속도이다.

선로 임피이던스는

$$z=\frac{h}{a}\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}=120\pi\frac{h}{a}$$

$h=a=1$이고 端效果를 무시하면 다음과 같은 자유공간의 임피이던스에 관한 Schelkunoff의 공식을 얻는다.

$$z_{\text{free space}}=120\pi\ [\Omega]$$

마주보는 두 변 사이의 저항이 $120\pi[\Omega]$인 정 4 각형 板을 단위면적당 저항이 $120\pi[\Omega]$인 抵抗板이라 하는데, 이것은 자유공간에서의 전파에 整合하며 선로 끝에 삽입하면 좋은 終端이 된다. 즉 $h<\lambda$일 때 선로상의 진행파에 대해 반사파를 일으키지 않는다 (h가 크면 저항판 뒤에 $\lambda/4$ 도체판이 필요하다.)

선로 간의 전압은 hE[V]이다. 그림 9에 보인 바와 같이 E는 선로 사이 공간의 전계의 최대치로서 단위는 $[V/m]$이다. 입력전압 E, 임피이던스 Z인 회로의 흡수전력은 $\frac{1}{2}E^2/Z$이고, 이 전송선의 임피이던스는 $z=120\pi h/a$이므로, 이 선로의 전력의 흐름은

$$\frac{1/2(hE)^2}{z}=\frac{1/2E^2}{120\pi}ha\ [\mathrm{W}]$$

전송선 사이의 전파에 대한 단위면적당의 전력의 흐름 즉 전력 밀도는

$$\frac{1/2E^2}{120\pi}[\mathrm{W}]\text{(무선전파에 대한 것과 같음)} \qquad (14a)$$

여기서 주의할 점은 전력은 모두 帶形도체 사이의 공간에 흐른다는 사실이며, 이것은 모든 전송선에 대하여 성립한다. 도체는 단지 導波 장치로서만 작용한다.

그림 9에 표시한 자계벡터 H의 크기는 인덕터에 관한 첫節에서 설명한 대로 경로 ABCDA에 대해 자계와 經路長의 곱을 합하여 구한다. 이 경로의 면적을 관통하는 전류는 i이고 AD 이외의 경로에 대하여는 자계가 零이므로

$$Ha=i$$

식 (13a)에서

$$i=\frac{v}{\sqrt{L/C}}=\frac{Eh}{120\pi h/a}=\frac{Ea}{120\pi}$$

이므로

$$H=\frac{i}{a}=\frac{E}{120\pi}$$

그림 9의 P는 전력밀도 벡터로서 Poynting 벡터라고도 하며, 식 (14a)로부터

$$P=\frac{1/2E^2}{120\pi}=\frac{1}{2}EH\ [W/m^2]$$

그림 9의 理想선로에 대해 요약하면 다음과 같다. (1) 전원에서 얻을 수 있는 전력은 光速으로 선로 終端을 향해 이동하는 평면 전자파로 변환된다. (2) 전력흐름의 밀도는 波의 斷面에 대하여 일정하며 그 값은 $\frac{1}{2}EH$[W]이다. 여기서 E는 전자파의 전계, H는 자계이다. (3)선로 임피이던스는 $120\pi h/a[\Omega]$이고 선로 사이의 자유공간매질에 대하여는 $120\pi[\Omega]$이다.

帶形전송선의 폭 a와 간격 h의 크기를 그림 10과 같이 점차 증가시키면, 진행파는 이 擴大部分을 지나 開口 ABCD에 큰 輻射波頭를 만들 것이다. 이것은 무선송신 안테나의 하나이다. [Schelkunoff의 패들(paddle) 안테나). 또는 그림 11과 같이 帶形선로로 抛物面에 給電할 수도 있다. 다시 말하면 이들은 導波된 電波에서 무선전파로 넘어가는 예이다. 다음에 무선 안테나와 무선전송의 중요한 성질 몇 가지를 설명한다.

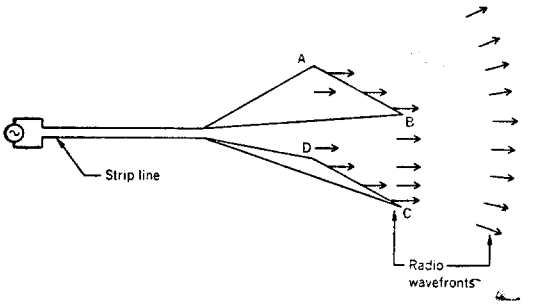

그림 10. 확대된 帶形線路

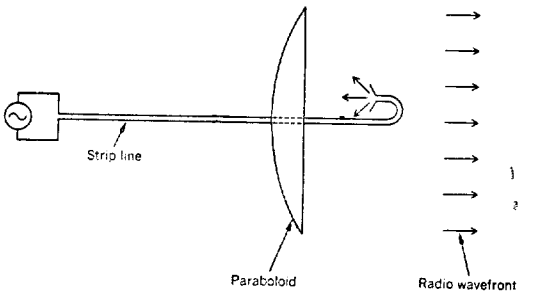

그림 11. 抛物面에 給電하는 帶形線路

안테나의 유효면적

안테나의 유효면적 A_{eff}는 그림 12와 같이 受信의 경우 안테나에서 얻을 수 있는 전력 P_R을 到來電波의 전력밀도 P_D로 나눈 값으로 정의한다

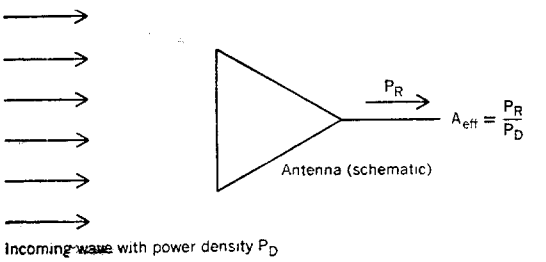

그림 12. 안테나의 유효면적

$$A_{eff}=\frac{P_R}{P_D}$$

송신용인 경우 안테나의 照度가 균일하면(즉 전자계가 開口平面에 걸쳐 일정한 값으로서 同相이고 외부에서는 零이면), 유효면적은 역으로 開口의 기하학적 면적과 같다.

보기 : 그림 10의 패들안테나의 유효면적은 대략 開口 ABCD의 면적과 같고, 그림 11의 抛物面안테나의 유효면적은 抛物面의 開口 면적의 약 2/3와 같다. 나중에 계산할 無損失 小雙極子의 유효면적은 $(\lambda/2)\times(\lambda/4)$이다. 물론 길이의 단위로는 m를 쓴다.

자유공간의 두 안테나 사이의 傳播 損失

빛이 波動으로서 傳播한다는 생각은 약 300년 전에 Huygens에 의해 이루어져 그 결과 다음과 같은 Huygens의 법칙이 발견되었다. "한 波頭面의 모든 부분은 球面小波를 放射하는 外亂原이라고 생각할 수 있다." 그후 약 150년 후에 Fresnel은 두개의 小波 사이의 위상차 ϕ를 經路差 d와 파장 λ로부터 계산할 수 있음을 보여주었다[식 (14)와 비교].

$$\phi=2\pi\frac{d}{\lambda}$$

그림 13은 遠點에서의 平面波內의 小波에 의한 界(field)를 구하는 Fresnel의 圖式的 방법이다. 波動의 측면도인 그림 13(B)는 遠點 P를 향하여 球形으로 放射하는 波頭面上의 小波를 나타낸다. 그림 13(A)는 波頭面을 等面種環 1, 2, 3, …으로 분할한 것이다. 各環 내의 Huygens 波源들은 점 P까지의 거리가 같으므로 P에서 同相이다. 各環은 면적이 같으므로, 즉 같은 수의 小波를 가지므로, 角 ϕ가 작을 때 P에 같은 크기의 界 $E_1, E_2, E_3, \cdots\cdots$를 만든다.

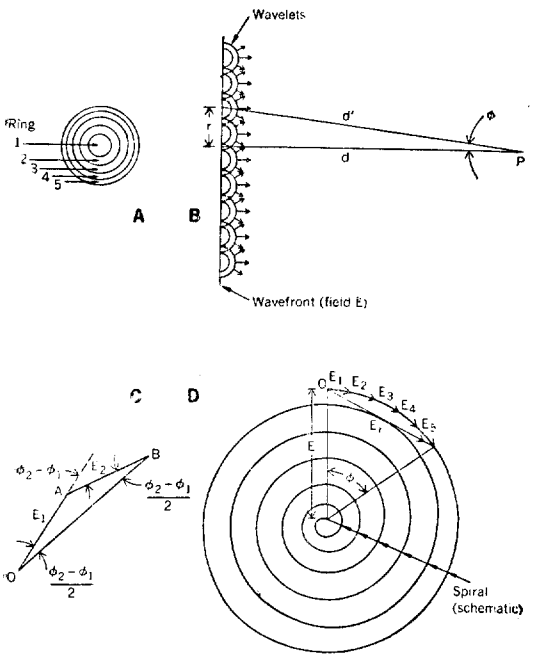

그림 13. 光波의 傳播. A—波의 正面圖. B—波의 側面圖. C—두 界의 合成. D—小波에 의한 界의 合成

그림 13(C)는 2개의 같은 界 $E_1=E\cos(2\pi ft-\phi_1)$과 $E_2=E\cos(2\pi ft-\phi_2)$의 圖式的 합성법이다. 즉 먼저 OA=$E$를 그린 다음 AB와 OA 방향 사이의 각이 $\phi_2-\phi_1$이 되도록 AB=E를 그리면, E_1과 E_2의 합은 OB가 된다. 이것은 다음과 같이 증명할 수 있다.

$$E_1+E_2=E\cos(2\pi ft-\phi_1)+E_2\cos(2\pi ft-\phi_2)$$
$$=E[\cos(2\pi ft-\phi_1)+\cos(2\pi ft-\phi_2)]$$
$$=2E\cos\left(2\pi ft-\frac{\phi_1+\phi_2}{2}\right)\cos\frac{\phi_2-\phi_1}{2}$$

E_1+E_2의 진폭은

$$2E\cos\frac{\phi_2-\phi_1}{2}$$

이고 이것은 그림 13(C)의 OB의 길이이다. 小波에 의한 점 P에서의 界는 그림 13(D)와 같이 圖式的으로 합할 수 있다. 점 O에서 시작하여 임의의 길이와 방향으로 界 E_1을 그리고, E_1과 E_2 사이의 角이 다음과 같이 되도록 E_2를 그린다.

$$\triangle\phi=2\pi\frac{d_2-d}{\lambda}$$

d_2는 環 2內의 波源으로부터의 거리, d는 中央環 1內의 波源으로부터의 거리이다. 같은 방법으로 界 $E_3, E_4, \cdots$를 그려 나간다. 角 ϕ가 작으면 작은 相差角 $\triangle\phi$는 모두 같으므로 원을 그리게 된다. 角 ϕ가 커지면 이 원은 螺線이 되고, 環들을 무한대까지 확장하면 결국 波動의 원래의 界 E가 된다.

반지름 上인 環에 의한 界와 中央環에 의한 界 E_1 사이의 위상차는

$$\phi=\frac{2\pi(d'-d)}{\lambda}\approx\frac{\pi r^2}{\lambda d}$$

Fresnel은 반지름 r 이내의 모든 環에 의한 界 $E_r=E_1+E_2+E_3+E_4+E_5$를 구했다. 그림 13(D)로 부터

$$E_r=E\phi=E\frac{\pi r^2}{\lambda d}\ [\mathrm{V}]$$

$$\frac{E_r}{E}=\frac{\pi r^{2*}}{\lambda d}$$

*E_r($E_1E_2E_3E_4E_5$의 벡터合)은 ϕ가 매우 작으면 $5E_1$에 접근하므로 E_1은 $1/\lambda$에 비례하며, 따라서 Huygen源의 界는 $1/\lambda$에 비례한다. 이것은 또 하나의 매우 유용한 결론이다.

이 공식을 이용하여 면적 A_R인 受光器의 흡수에너지와 면적 $A_T=\pi r^2$인 送光器의 방출에너지의 比를 구

한다. 그림 14는 光回路이다. 단위 면적당의 흡수 및 방출에너지는 光電壓의 제곱에 비례하므로

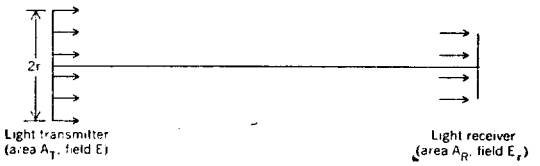

그림 14. 送光器와 受光器 사이의 光의 傳播

$$\frac{P_R}{P_T}=\left(\frac{E_R}{E}\right)^2\frac{A_R}{A_T}=\left(\frac{\pi r^2}{\lambda d}\right)^2\frac{A_R}{A_T}=\frac{A_TA_R}{\lambda^2d^2} \tag{15}$$

光波와 電波는 같은 법칙을 따르므로, A_T와 A_R을 송신안테나와 수신안테나의 유효면적으로 생각해도 된다. 이 공식은 無線回路에 대한 Friis의 傳送公式과 같으며, 흥미로운 사실은 Maxwell이 1964년에 전자파 이론을 발표하기 오래 전에, 또 Hertz가 1888년에 無線電波를 발견하기 훨씬 전에 이 공식이 유도될 수 있었다는 것이다. 또한 이 공식은 音響波에도 적용되며, 따라서 전자파이론과 관계가 없는 유도방법이 있음은 당연하다.

안테나의 利得과 유효 면적의 관계

그림 15는 모든 방향으로 균일한 界를 放射하는 가상적인 等方性 안테나이다. 거리 d에서의 전력밀도는 송신전력 P_T를 주위의 球표면적 $4\pi d^2$으로 나눈 값과 같고, 수신전력은

$$P_R=P_T\times\frac{1}{4\pi d^2}\times A_R[\mathrm{W}]$$

等方性 안테나를 면적 A_T인 송신안테나로 바꾸고 식 (15)를 이용하면 수신전력은

$$P'_R=P_T\frac{A_TA_R}{d^2\lambda^2}[\mathrm{W}]$$

P'_R/P_R로 정의되는 송신안테나의 이득 g는

$$g=4\pi\frac{A_T}{\lambda^2} \tag{16}$$

이 공식은 수신안테나에도 적용된다.

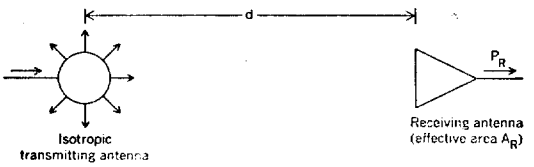

그림 15. 안테나의 이득과 유효면적의 관계

小雙極子의 이득

교류전류가 흐르는 전선은 에너지를 輻射한다. 이 사실은 Hertz가 실험적으로 증명하였고, 그후 어떤 방향의 輻射界는 그 방향으로 전선을 投影한 길이에 비례한다는 것이 밝혀졌다. 그림 16은 電流要素 또는 小雙極子(반지름 $E/2$인 두 원의 단면)와 等方性 안테나(반지름 E인 원의 단면)의 輻射패턴이다. E는 遠距離 R에서의 電界이다. 반지름 R인 點線圓은 球의 단면이

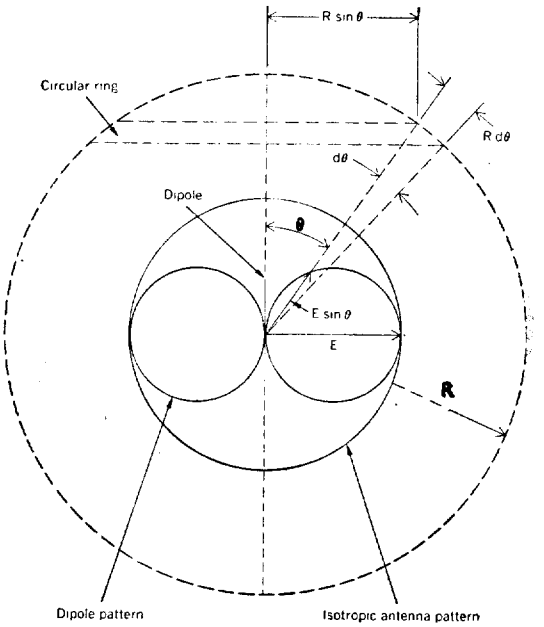

그림 16. 小雙極子의 利得

다. 구표면은 면적 $2\pi R\sin\theta\times Rd\theta$인 圓環으로 나뉘어 있다. 雙極子에 의해 이 圓環을 통과하는 전력은

$$dP_{\mathrm{dipole}}=\frac{1/2(E\sin\theta)^2}{120\pi}\times 2\pi R\sin\theta\times \mathrm{R}d\theta$$

$$=\frac{1/2E^2}{120\pi}\times 2\pi R^2\sin^3\theta d\theta$$

雙極子에 의한 전체 복사전력은

$$P_{\mathrm{dipole}}=\frac{1/2E^2}{120\pi}2\pi R^2\times\int_0^\pi\sin^3\theta d\theta$$

$$=\frac{1/2E^2}{120\pi}2\pi R^2\times\frac{4}{3}$$

等方性 안테나의 복사전력은

$$P_{\mathrm{iso}}=\frac{1/2E^2}{120\pi}4\pi R^2$$

따라서 雙極子의 이득은

$$g_{di}=\frac{P_{\mathrm{iso}}}{P_{di}}=1.5 \tag{17}$$

小雙極子의 유효면적

(그림 17)　식 (16)과 (17)로부터

$$A_{di}=g_{di}\times\frac{\lambda^2}{4\pi}=1.5\times\frac{\lambda^2}{4\pi}\approx\frac{\lambda}{2}\times\frac{\lambda}{4}\ [\mathrm{m}^2] \tag{18}$$

여기서 유의할 점은 유효면적이 雙極子의 길이 h(파장에 비하여 작음)와 관계가 없다는 것이다.

小雙極子의 輻射抵抗

교류전류가 흐르는 小雙極子는 에너지를 輻射하므로 輻射抵抗이라고 하는 저항을 가진다.

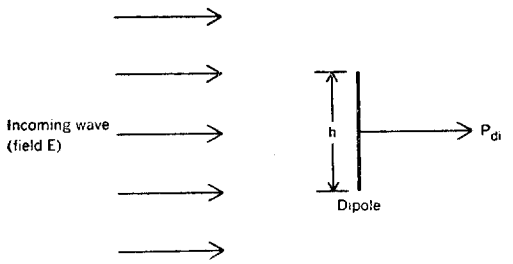

그림 17. 小雙極子의 유효면적과 輻射抵抗

그림 17의 雙極子가 흡수하는 전력은

$$P_{di}=\frac{1/2E^2}{120\pi}A_{di}=\frac{1/2E^2}{120\pi}\times 1.5\times\frac{\lambda^2}{4\pi}[\mathrm{W}] \tag{19}$$

雙極子는 저항 R_{ra}, 誘起起電力 $E\times h$인 電源과 等價이므로 이용가능한 전력은

$$P_{di}=\frac{1/2(Eh)^2}{4R_{ra}}[\mathrm{W}] \tag{20}$$

식 (19)와 (20)에서

$$R_{ra}=80\pi^2\left(\frac{h}{\lambda}\right)^2[\Omega] \tag{21}$$

h/λ가 적으면 복사저항은 작으며, 이 때문에 출력선로에의 능율적인 整合회로를 구성하기가 곤난하다.

균일한 전류가 흐르는 小雙極子에 의한 遠距離電界

그림 18의 회로에 대하여 식 (15)를 적용하면

$$P_R=P_T\frac{A_{di}A_R}{d^2\lambda^2}[\mathrm{W}] \tag{22}$$

또

$$P_R=\frac{1/2E^2}{120\pi}A_R[\mathrm{W}] \tag{23}$$

I는 교류 전류의 최대치이므로

$$P_T=\frac{1}{2}R_{ra}I^2[\mathrm{W}] \tag{24}$$

식 (18)과 (21)—(24)로부터

$$E=60\pi\frac{h}{d\lambda}I\ [\mathrm{V/m}]$$

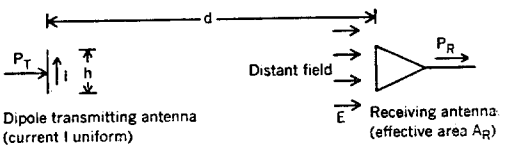

그림 18. 균일한 전류 I가 흐르는 小雙極子에 의한 遠距離電界

요약

障碍가 없는 자유공간에서의 전송을 가정하고, 또 복잡하지 않은 수학을 이용함으써 무선안테나와 무선전송의 기본성질을 유도할 수 있다.

(I.E.E.E. Spectrum April 1971 p.55~61참조)