

水中通信과 地中通信 [I]

陳 廣 玉

光云工科大学 通信工學科(工博)

1. 序 論

전자파(EM wave)에 의한 통신은 진공이나 공기중에서 광속도로 잘 전달되기 때문에 對局通信(point to point) 또는 RADAR와 같은 탐지를 목적으로 하는 통신에 이용되어 왔었다. 그러나 통신 수요의 급증으로 인하여 전자파에 의한 통신만으로는 그 수요를 감당할 수 없을 뿐 아니라 銅의 재료 고갈상태가 예견됨으로 새로운 전달 매개체(transmitting media)가 요청되었다.

이의 요구에 부응하여 등장한 것이 光通信(optical communication)이라고 볼 수 있겠는데 光通信에 이용되는 레이저 빔은 파동성에 있어서 전자파와 같은 성질을 가지고 있으나 공간간섭성(space coherence)이 현저할 뿐 아니라 파장이 짧아서 전자파에 비해서 훨씬 많은 정보를 보낼 수가 있지만, 대기중에서 전송될 때에는 분자의 공명 흡수손실 때문에 원거리 전송이 불가능하게 된다. 따라서 레이저 빔 자체로는 공기가 없는 우주 공간에서만 사용되고 지상에서는 레이저 빔을 전달할 수 있는 광섬유(optical fiber)에 전송하는 방식이 사용되는 것을 다 알려져 있는 사실이다. 이와 같이 전자파나 광파인 경우, 지상이나 우주 공간에서 신속한 통신이 이루어질 수 있으나 수중이나 지중에서는 전자파

가 잘 전달되지 못할 뿐 아니라, 전달된다 하여도 많은 문제점을 가지고 있어서 새로운 지중, 수중 통신 방법이 꾸준히 모색되고 있으나 현재까지 이렇다 할 만한 진보가 이룩되지 못하고 있는 현실인 것 같다.

지중통신이나 수중통신인 경우는 정보를 전달하는 일반적인 商用 통신보다는 탐지 목적의 통신이 대부분이기 때문에(수중에서 잠수함간의 상호 연락이나 기지와와의 연락용 통신을 제외한다면) 국방과 그 전술적 가치의 필요성으로 세계 각국은 많은 노력을 경주하고(어군탐지와 같은 산업응용면도 있지만)있는 형편이다. 특히 우리 나라는 3면이 바다이고 일면이 휴전선으로 되어 있는 현실에서 수중통신과 지중통신의 전략적 가치가 그 어느 나라보다 심각함에도 불구하고 이 방면의 기초적 연구가 부족한 것도 사실인 것 같다.

따라서 이 논문에서는 현재 사용되고 있는 수중과 지중통신의 현황과 문제점 그리고 앞으로 기대되는 여러 가지의 방식에 관하여 기술함으로써 이 분야에 대한 관심을 환기시키고자 한다.

여기에 인용한 자료는 필자가 조사한 논문, 서적, 연구결과에 근거하고 있으나 상세한 자료는 아직도 빈곤함을 면치 못하고 있다.

2. 수중과 지중 통신에서의 전달 매개체

현재까지 실용되고 있는 지중, 수중에서의 전달 매개체로는 탄성파인 음파가 이용되고 있으며 장래에는 X선, γ 선, 중성미자(neutrinos)와 같은 투과력이 강한 입자성 파동들이 등장 할 가능성이 짙다.

탄성파는 탄성 복원력이 없는 매질에서의 전달이 불가능 할 뿐 아니라 전자파에 비해서 속도가 느리고 감쇄가 심하여 원거리를 신속하게 전달할 수가 없어서 지상이나 우주공간에서 통신에의 응용이 불가능 하지만, 수중이나 지중통신에는 잘 이용되고 있는 반면에, 전자파는 비경응력에 저항하는 복원력에 의하여 전달 됨으로 전달응력(shear)이 존재하지 않는 유체에서는 파동이 전달 되지 못한다. 전자파가 수중통신에 이용되지 못하는 것도 이 때문이다. 여기에서 수중과 지중통신을 동일하게 보는 것은 물이나 암석이 다같이 탄성 복원력이 존재하여 탄성파가 전달될 뿐 아니라, 탐지목적의 통신에서는 지하나 수중으로 전달되는 에너지원이 둘 다 똑같이 기계적 진동이나 음파 뿐이기 때문이다.

그러나 음파 전송의 경우에도 문제가 없는 것은 아니다. 예를 들면 수중통신의 경우에는 경계면 결합방식(interface coupling)이 쉽고 비교적 균일한(homogeneous) 매질이 분포하고 있다고는 하지만 그림 1과 같이 수심과 해저상태 및 위도에 따라서 음파의 속도나 진행통로(duct)가 달라진다는 사실이다.

이는 온도에 따라 속도가 달라질 뿐 아니라 해수 분포 밀도에 기인 한다고 보겠다.

지중인 경우에는 경계면 결합방식이 수중의 경우보다 더욱 어렵고, 매질의 불균일(inhomogeneous)상태가 너무도 많아서 신호의 해석이 어려울 뿐 아니라 더욱 어려운 점은 그림 2와 같이 수직 입사되는 지중압축파(compression

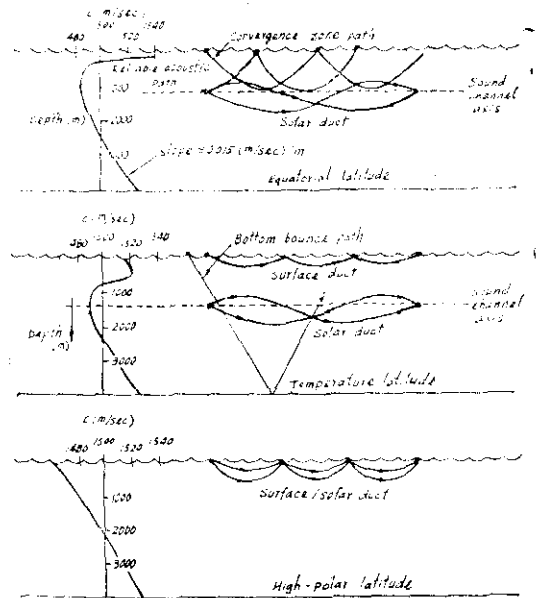


그림 1. 위도와 수심에 따라 달라지는 음파의 전송 특성

wave)가 불과 7%에 불과하며 대부분의 에너지는 Rayleigh파라고 부르는 표면파가 차지하고 있으므로 송신에너지가 몹시 커져야 한다는 사실이다.

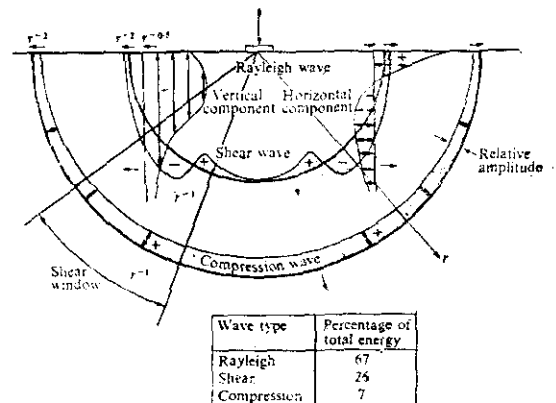


그림 2. 지중전달 파형의 종류와 에너지, (%)

따라서 지중통신인 경우는 전단응력과 (shear wave)를 이용하는 방법과 지중압축파형을 이용하는 경우에는 고출력 트랜스듀서 설계 및 고감도 수신방식이 절실히 요구되고 있음을 알 수가 있다.

이러한 송수신기에 앞서 우선 음파의 전송 특성 부터 먼저 기술하고 다음호에 통신방식을 기술 하고자 한다. 그림 3은 수중통신의 예를 표시하고 있다.

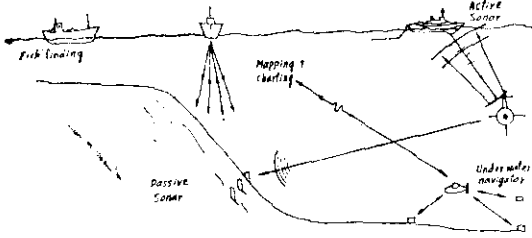


그림 3. 수중통신의 예

3. 경계면에서의 음파의 전송 특성

(가) 경사 입사일 때 유체와 다른 매질에로의 전송

그림 4는 유체(매질 1)에서 다른 매질로 θ_i 의 입사각으로 들어 온 음파의 투과굴절과 음파의 포락선을 나타낸 것이다.

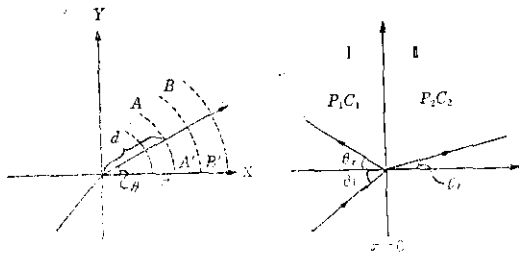


그림 4.

d 지점 즉 $x\cos\theta + y\sin\theta$ 에서의 음압을 나타내는 식은,

$$\bar{P} = Ae^{j(\omega t - kd)} = Ae^{j(\omega t - kx\cos\theta - ky\sin\theta)} \dots\dots\dots (1)$$
 파 같고 그림 4 (b)에서 3개의 수식을 쓸 수 있다.

$$\bar{P}_i = \bar{A}_1 e^{j(\omega t - k_1 x \cos\theta_i - k_1 y \sin\theta_i)} \dots\dots\dots (2)$$

$$\bar{P}_r = \bar{B}_1 e^{j(\omega t + k_1 x \sin\theta_i - k_1 y \sin\theta_r)} \dots\dots\dots (3)$$

$$\bar{P}_t = \bar{B}_2 e^{j(\omega t - k_2 x \cos\theta_t - k_2 y \sin\theta_t)} \dots\dots\dots (4)$$

$x=0$ 즉 경계조건을 식 (2), (3), (4)에 대입하여 (5)식을 얻는다.

$$A_1 e^{-jk_1 y \sin\theta_i} + B_1 e^{-jk_1 y \sin\theta_r} = A_2 e^{-jk_2 y \sin\theta_t} \dots\dots\dots (5)$$

굴절각과 반사각은 동일함으로 (6)의 스넬의 법칙을 적용하고 (5)식에서 3개의 지수함수는 동일하다고 볼 수 있으므로

$$\frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_t} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{k_2}{k_1} \dots\dots\dots (6)$$

$\bar{A}_1 + \bar{B}_1 = \bar{A}_2$ 로 표시 할 수 있으며, x 방향의 입사속도는 $\bar{U}_i \cos\theta_i = \bar{U}_i \cos\theta_i + \bar{U}_r \cos(180 - \theta_r)$ 로 표현되어 식 (7)과 같이 $\bar{U} = \frac{\bar{P}}{\rho_0 c}$ 의 항으로 표시 할 수 있다.

$$\frac{A_1}{\rho_1 c_1} \cos\theta_i - \frac{B_1}{\rho_1 c_1} \cos\theta_r = \frac{A_2}{\rho_2 c_2} \cos\theta_t \dots\dots\dots (7)$$

$$B_1 = A_1 \left(\frac{\rho_2 c_2 \cos\theta_i - \rho_1 c_1 \cos\theta_t}{\rho_2 c_2 \cos\theta_i + \rho_1 c_1 \cos\theta_t} \right) \dots\dots\dots (8)$$

또 B_1 은 (8)식과 같이 표시할 수 있고, A_1, A_2 도 비슷한 수식으로 표시할 수 있어서 반사계수 R_0 는 (9)와 같이 표시되며 투과계수 T_0 는 (10)과 같이 표현 될 수 있다.

$$R_0 = \left(\frac{\rho_2 c_2 \cos\theta_i - \rho_1 c_1 \cos\theta_t}{\rho_2 c_2 \cos\theta_i + \rho_1 c_1 \cos\theta_t} \right)^2 \dots\dots\dots (9)$$

$$T_0 = \frac{4\rho_1 c_1 \rho_2 c_2 \cos\theta_i \cos\theta_t}{(\rho_2 c_2 \cos\theta_i + \rho_1 c_1 \cos\theta_t)^2} \dots\dots\dots (10)$$

$\rho_2 c_2 \cos\theta_t = \rho_1 c_1 \cos\theta_i$ 의 경우에 있어서는 반사는 0이며 이러한 조건을 스넬의 법칙에 적용하여 θ_t 를 소거하면 (10)과 같이 표현되고 100%의 투과를 나타낸다.

$$\cot^2\theta_i = \frac{(c_1/c_2)^2 - 1}{(\rho_2/\rho_1)^2 - (c_1/c_2)^2} \dots\dots\dots (11)$$

이때의 입사각을 인트르미시온(intromission)각이라 한다.

$\omega^2\theta_i$ 는 항상 正이며 실수 향이고 $\rho_2/\rho_1 > c_1/c_2 > 1$ 이나 $\rho_2/\rho_1 < c_1/c_2 < 1$ 의 사이의 값을 가지며 c_1/c_2 됐을 때를 임계각이라 하여 굴절각이 표면과 수직으로 90° 의 각을 가지게 되고 그때의 각을 θ_c 라 하면 (12)과 같이 표시된다.

$$\sin\theta_c = \frac{c_2}{c_1} \dots\dots\dots (12)$$

만약 입사각이 임계각보다 크거나 같으면 음향 에너지는 제 2 매질로 전송되지 못하며 $c_1 > c_2$ 이고 $\theta_i = 90^\circ$ 이면, $\cos\theta_i = 0$ 이므로 (이 조건은 grazing 입사라 한다) 반사는 (9)식에서 1이 됨을 알수 있다.

(나) 사각 입사때의 고체표면 전송

그림 5와 같은 고체표면과 매질 I에서 사각으로 입사했을 때의 반사계수와 투과계수는 각각 (13), (14)와 같이 표시 할 수 있다.

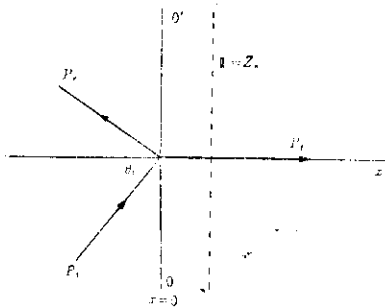


그림 5.

$$R = \frac{(r_n \cos\theta_i - \rho_1 c_1)^2 + X_n^2 \cos^2\theta_i}{(r_n \cos\theta_i + \rho_1 c_1)^2 + X_n^2 \cos^2\theta_i} \dots\dots\dots (13)$$

$$T = \frac{4r_n \cos\theta_i \rho_1 c_1}{(r_n \cos\theta_i + \rho_1 c_1)^2 + X_n^2 \cos^2\theta_i} \dots\dots\dots (14)$$

만약 θ_i 를 증가시켜 $r_n \cos\theta_i = \rho_1 c_1$ 이 되고 $X_n = 0$ 이면 반사는 0이 되고 투과계수는 1이 된다. 또 θ_i 가 90° 에 접근하면 $R=1$ 에 접근한다. 이와 같은 모양을 그림 6과 7에 그려 놓았다.

- a) $r_n/e_1 c_1 = x_n/e_1 c_1 = 4$ 일때
- b) $r_n/e_1 c_1 = x_n/e_1 c_1 = 2$ 일때
- c) $r_n/e_1 c_1 = 2$ 이고 $x_n/e_1 c_1 = 0$ 일때

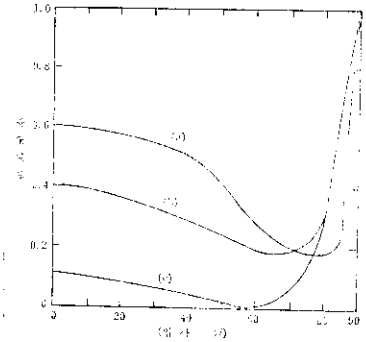


그림 6.

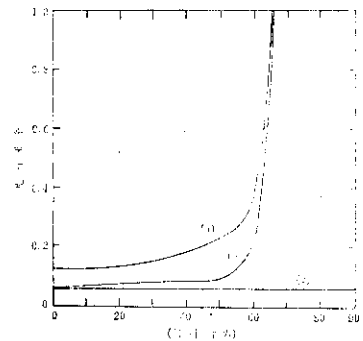


그림 7.

- a) $\rho = \rho_1 \quad c_2 = 1.1c_1$
- b) $\rho_2 = 1.5\rho_1 \quad c_2 = 1.1c_1$
- c) $\rho_2 = 1.5\rho_1 \quad c_2 = c_1$

그림 7. Rayleigh형 반사계수 모형

4. 음파의 복사

(가) 서론

구형좌표에서의 변위 θ 는 (15)식과 (16)식으로 표시되며

$$\theta = f(Lx + my + nz - ct) \dots\dots\dots (15)$$

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\theta}{\partial t^2} \dots\dots\dots (16)$$

$\theta = P_r$ 로 하여 구형좌표 (r, θ, ϕ) 에 적용하면 (17)식으로 되고

$$\frac{\partial^2 P_r}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial P_r}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \cdot \frac{\partial P_r}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2 P_r}{\partial \phi^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P_r}{\partial t^2} \dots\dots\dots (17)$$

그림 8과 같이 표시한다.

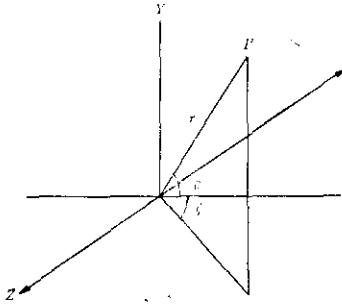


그림 8.

호이겐스의 원리에 의하면 P,이 θ 와 ϕ 는 사이가 0으로 됨으로

$$\frac{\partial^2 P_r}{\partial r^2} - \frac{2}{r} \frac{\partial P_r}{\partial r} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P_r}{\partial t^2} \dots\dots\dots (18)$$

로 되고 일반해를 구하면 P點의 음압의 크기를 얻을 수 있다.

$$P_r = \frac{1}{r} F(\omega t - \beta r) + \frac{1}{r} F(\omega t + \beta r)$$

$$= P_a \frac{a}{r} e^{j(\omega t - \beta r)} \dots\dots\dots (19)$$

(P_a =음원의 중앙에서 am 떨어진 곳의 압력의 크기)

$$U_r = \frac{\partial}{\partial \omega \rho_0} \frac{\partial P_r}{\partial r} = \frac{P_r}{\rho_0 c} \left[1 + \frac{1}{j\beta r} \right] \dots\dots\dots (20)$$

$$Z_r = \frac{P_r}{U_r} = \frac{\rho_0 c}{1 + j\beta r} \dots\dots\dots (21)$$

이 식들에서 알 수 있는 바와 같이 특성 임피던스 Z_r 은 r 이 증가 할 수록 $\rho_0 c$ 에 가까워 지고 실제 $r > 1.1$ 만 되어도 99%값을 가진다.

(나) 원형 음원 진동판에서의 복사모형

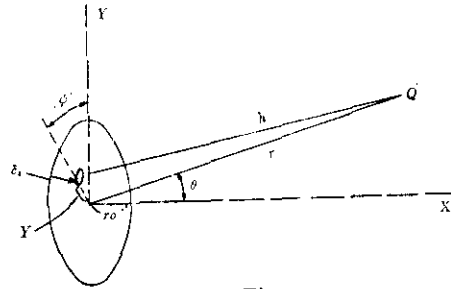


그림 9.

반지름 r_0 인 원형음원 진동판에서의 음파가 복사될 때 Q點의 압력세기를 식(22)과 같이 표현하고 Q點이 음원에서 멀리 떨어진 경우 ($r \gg r_0$)

$$P_Q = \int_S \frac{P'}{h} e^{j(\omega t - \beta h)} dS \dots\dots\dots (22)$$

[P' =음원의 압력 $\delta_s = y \delta \phi \delta y$ $h = (r^2 + y^2 - 2ry \sin \theta \cos \phi)^{1/2}$]

를 원거리 음장(音場)이라고 하고 일명 프라운 호퍼 영역 (Fraun Hofer region)이라 한다.

$r \gg r_0$ 이면 $h \approx r - y \sin \theta \cos \phi \frac{1}{h} \approx \frac{1}{r}$ 이므로 (22)


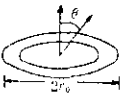
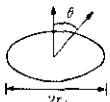
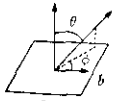
음원의 형태	지향성 함수	x
선형 	$\frac{\sin(x)}{x}$	$\frac{\pi l}{\lambda} \sin \theta$
태형 	$J_0(x)$	$\frac{2\pi r_0}{\lambda} \sin \theta$
원형 	$\frac{2J_1(x)}{x}$	$\frac{2\pi r_0}{\lambda} \sin \theta$
구형판 	$\frac{\sin(x_a) \sin(x\phi)}{x_a x\phi}$	$x_a = \frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta$ $x\phi = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta$

그림 10.

식을 (23)식으로 쓸 수 있다.

$$P_{Q(\text{Fraun})} = \frac{P'}{r} e^{j(\omega t - \beta r)} \int_0^{r_0} y dy \int_0^{2\pi} e^{j\beta y \sin\theta_0 \cos\psi} d\psi$$

$$= \frac{P' \pi r^2}{r} e^{j(\omega t - \beta r)} \left[\frac{2J_1(\beta r_0 \sin\theta)}{\beta r_0 \sin\theta} \right]$$

.....(23)

(23)식에서 []안에 $\frac{2J_1(\beta r_0 \sin\theta)}{\beta r_0 \sin\theta}$ 를 지향성함수라하며 음원의 형태에 따라 여러 가지의 값을 가진다. 그림(10)은 각 형태에 대한 지향성함수를 표시한 것이다.

또 원형판인 경우 직경과 파장과의 관계가 지향에 어떻게 영향을 주는가 하는 것을 알기 위해 지향성함수와 $\beta r_0 \sin\theta_0$ 를 각각 y축 x축으로 하여 그래프를 그리면 그림 11와 같다.

그림 10에서 보면 $\frac{2\pi r_0}{\lambda} \sin\theta_0 = 3832$ 인 지점에서는 y축의 값이 0이므로 이때의 지향성함수는 (23)과 같이 표시되어 음축원의 직경이 클수록

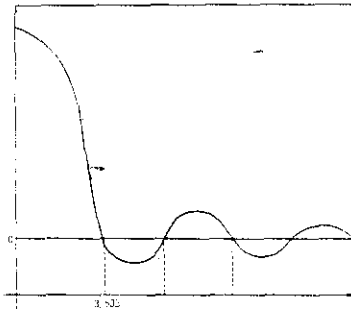


그림 11.

다시 말하면 파장이 짧을수록 예리한 지향성을 가짐을 알 수 있다.

$$\sin\theta_c = 0.61 \frac{\lambda}{r_0} \dots \dots \dots (24)$$

원형 진동 음원인 경우 r_0/λ 를 고정하고 θ 에 따라 크기를 상대적으로 표시한 극좌표를 그리면 그림(12)과 같다.

이 좌표에서 알 수 있는 바와 같이 음원의 반경

r_0 가 넓어 질수록 예리한 지향성을 가지게 되나 부엽(side lobe)이 발생한다.

$r_0/\lambda = 0.5$ 에서는 부엽이 있으나 그 이상에서는 부엽이 발생하는 것을 나타내고 있다.

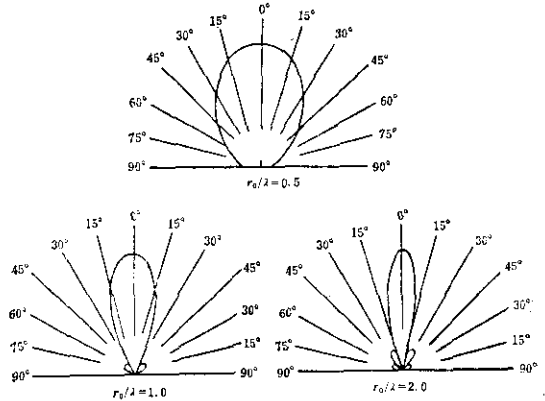


그림 12.

만약 Q點이 x 축상에 있는 경우에 P_Q 는 (25), (26)와 같으며 $|P_Q|$ 의 그래프는 그림(13)와 같다. 이 그림에서 알 수 있는 바와 같이 진동판에서 근접한 영역은 심한 변화를 보이는데 이 변

$$P_Q = p' e^{j\omega t} \int_0^{2\pi} \partial\psi \int_0^{r_0} \frac{e^{j\beta \sqrt{x^2+y^2}}}{\sqrt{x^2+y^2}} y dy \dots \dots \dots (25)$$

$$|P_Q| = \frac{2\pi p'}{\beta} [2 - 2\cos\beta(\sqrt{r^2+x^2}-x)]^{1/2}$$

.....(26)

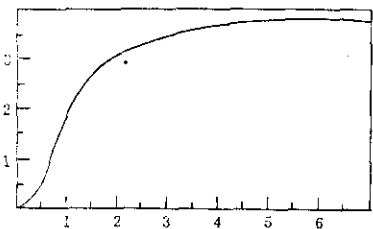


그림 13.

화하는 부분을 근접영역 또는 Fresnel 영역이라 하며 $x \gg r_0$ 인 지점에서는 전술한 원점영역과 같다. ($x/r_0=10$ 배 정도인 지점)

(다) 산란

산란은 반사체 크기가 파장보다 클 때, 작을 때 같은 때가 각각 다르게 나타난다. 파장보다 클 때는 거의 모두가 반사하고, 보다 적을 때는 그 물질을 따라서 회절하지만 같은 때는 복잡한 양상을 띠운다. 또 반사되는 물체의 형태가 어떠한가에 따라서도 산란의 형태가 훨씬 달라진다. 산란 반사체의 형태로서는 구형과 원통형이 거론되나 원통형을 예로 들겠다.

산란 반사체가 원통축으로부터 r_m 떨어져서 입사파와 φ 각도를 갖는다면 산란되는 복사의 세기 I_r, φ 는 (27)식으로 표시되고

$$I_r, \varphi \cong I_0 \frac{\pi r_0}{8r} (\beta r_0)^3 (1 - 2\cos\varphi)^2 \dots\dots\dots (27)$$

(I_0 =입사강도 r_0 =원통직경 $\beta=2\pi/\lambda$)

이식에 의하여 극좌표를 그리면 그림 14와 같다.

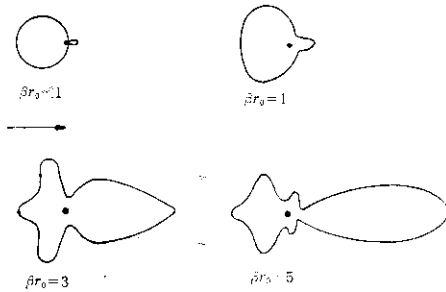


그림 14.

단위 길이당 산란되는 전력 W_s 는 v_0/λ 의 함수이고 그 크기는 (28)식과 같이 표시되며 이 식을 그래프로 나타내면 그림 15와 같다.

$$\beta r_0 \ll 1 \text{ 일 경우 } W_s = 7.5(\beta r_0)^3 r_0 I_0 \dots\dots\dots (28)$$

$$\beta r_0 \gg 1 \text{ " " } W_s = 4r_0 I_0 \dots\dots\dots (29)$$

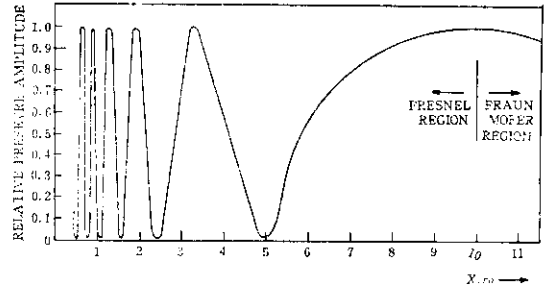


그림 15.

5. 음파의 감쇄

(가) 유체에서의 감쇄

초음파가 매질을 전달될 때에는 지수함수적으로 감쇄한다. 이 모양을 수식으로 표현하면 (30)식과 같고 이 식에서 α 를 감쇄 또는 흡수상수라 한다.

$$P_x = P_0 e^{-\alpha x} e^{j(\omega t - kx)} \dots\dots\dots (30)$$

감쇄에 대한 고전적 이론에서 고체 매질의 감쇄는 입자로 부터의 산란이 주 원인이지만 유체 매질에서는 산란보다는 점성도, 열전도성이 주된 원인이 된다.

유체에서 점성도에 의한 고전적인 감쇄정수는 (31)식으로 표현되어 점성도 η 와 주파수 f 의 제

$$\alpha = \frac{2}{3} \frac{\omega^2 \eta}{\rho_0 c_0^3} \dots\dots\dots (31)$$

곱에 비례함을 알 수 있다. 열전도성에 의한 감쇄는 (32)식으로 표시되는데 열전도상수 k_s 와 ν

$$\alpha = \frac{k_s (\nu - 1)}{2\rho_0 c_0^3 c_p} \omega^2 \dots\dots\dots (32)$$

에 비례하고 주파수의 제곱에 비례한다. 이 2개의 감쇄량의 합산하여 식 (33)와 같이 고전적 이론으로 본 유체내에서의 이론적 감쇄상수를 나타내는 식이다.

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho_0 c^3} \left(\frac{4\eta}{3} + \frac{k(\nu-1)}{c_p} \right) \dots\dots\dots (33)$$

표(1)은 유체의 감쇄상수와 α/f^2 , 기타 유체내에서의 초음파 공학적 데이터를 나타낸 것이

다.

그러나 고전적 이론보다는 분자열이장(molecular thermal relaxation)에 의한 감쇄가 점성이나 열전도의 감쇄보다 훨씬 큰 것이 밝혀졌으며 어떤 기체는 1200배 정도나 차이가 있다 한다. 분자열이 장에 관한 감쇄 이론은 여기서 생략하겠지만 중요한 점은 어느 원인이든 다른 조건이 일정하다고 볼 때 감쇄는 주파수의 제곱에 비례함을 알 수 있으며 감쇄량을 줄이기 위해서는 낮은 주파수를 사용하는 것이 바람직하겠으나 지향성 요소가 또 고려 되어야 한다.

(나) 고체내에서의 감쇄

고체에서의 감쇄는 열효과, 인퍼펙션(infection), 전자-포논현상등 3종류로 대별된다. 유체에서와 같이 열전도성이 감쇄로 표시 된다면 식 (34)과 같다.

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\pi\rho_0 c_0^2} \left[x + 2\eta + \left(\frac{\lambda'' + \lambda'}{\lambda' + 2\mu} \right) \frac{k_h}{c_r} \right] \quad (34)$$

- x, η = 압축, 전단 점성계수
- λ', λ'' = , , Lamé정수
- c_v = 일정 체적에서의 잠열 (specific heat)

또 열에 의한 감쇄의 하나는 신속한 열의 이동이 주위의 입자에 전달됨으로 이 상호간의 열이동으로 인한 감쇄가 생기는데 이외의 감쇄량은 (35)식으로 표현되나 이양은 전체량에서는 무시될 정도로 적은 양이다.

$$\alpha = \frac{B_s T}{2\pi c_v} \frac{\omega^2 / \omega_h}{1 + (\omega / \omega_h)^2} \dots\dots\dots (35)$$

또 고체내에서의 감쇄는 산란이 주 원인이 되는데 이때의 감쇄는 식 (36)로 표시한다. 산란이 주파수에 따라 달라짐으로 Q_s 가 주파수의 함수

$$\alpha = \frac{1}{2LC} \left(\frac{Q_s}{A} \right) \dots\dots\dots (36)$$

(Q_s/A = 입자의 단면에서 산란하는 비율)

가 된다.

LC가 파장보다 훨씬 클 때는 감쇄는 Reyleigh의 여러 산란 출력법칙에 따르지만 주파수가 증가하면 제곱으로 감쇄가 증가한다고 한다. 이에 자세한 이론적 근거는 아직도 확실치 않다.

(다음 號에 繼續...)