

# 레일레이 입사각에서 Schoch 변위가 액체/고체 경계면으로부터 후방산란되는 초음파 에너지에 미치는 영향

이 정 기, 김 호 철\*  
Jeong-Ki Lee, H. C. Kim\*

대한검사기술(주) 부설연구소, 서울특별시 서초구 방배동 537-21, 우) 137-060

\* 한국과학기술원 물리학과, 대전시 유성구 구성동 373-1, 우) 305-701

## 요 약

액체/고체 경계면에 레일레이각으로 초음파 pulse를 입사시키면 입사된 에너지의 상당 부분이 고체쪽으로 침투하여 표면으로부터 약 1.5 파장 깊이 정도까지 에너지 분포를 가지고 고체 표면을 따라 전파하는 레일레이파로 전환되며, 이러한 입사각에서는 기하학적인 거울 반사가 일어나지 않고 반사파의 중심이 Schoch 변위만큼 전방으로 이동되고, 또 입사 방향으로 후반 산란되는 초음파의 신호가 급격히 증가하는 현상이 관찰된다. 만일 고체에서 초음파의 감쇠가 산란에 의해 크게 영향을 받고, 레일레이각에서 고체 쪽으로 침투한 에너지의 크기를  $E_0$ 라고 하면, 고체 표면과 표면 근처를 전파하는 레일레이파의 산란파 에너지,  $E_s$ 는 Schoch 변위,  $\Delta_s$ 와 산란에 의한 감쇠계수  $\alpha_s$ 에 비례하는 관계가 있음을 이론적으로 구하였다. 입사 방향으로 후방산란되는 초음파는 산란파의 일부이므로 후방산란 초음파 에너지,  $E_{Bs}$ 도 이와 같은 관계를 가진다. 그러므로, 레일레이각으로 입사된 초음파의 후방산란 에너지,  $E_{Bs}$ 는 산란체(e.g. grain)의 평균 크기,  $D$ 와 주파수  $f$ 와는 레일레이 산란 영역과 stochastic 산란 영역에 대해 각각  $E_{Bs} \propto D^3 f^3$ 와  $E_{Bs} \propto Df$ 인 관계를 가지는 것으로 얻어졌다. 이것은 액체/고체 경계면에서 레일레이각으로 입사되어 레일레이파로 전환된 초음파가 다시 액체로 그 에너지를 누설하여 그 산란 영역이 Schoch 변위 내에서 일어나기 때문이며, 이러한 영향에 의해서 일반적인 산란에서의 주파수 의존성과는 달리 각 산란 영역에서 그 지수는 1씩 작은 값을 갖는다.

## 1. 서 론

액체/고체 경계면에 유한한 빔을 갖는 초음파를 레일레이각으로 입사시키면, 반사법칙에 의한 반사파는 세기가 급격히 감소하며[1,2], 반사 경로가 전방으로 Schoch 변위만큼 이동되고[3-6], 반사장에 있어서 null field 영역이 형성된다[3-5]. 동시에 거울 반사뿐만이 아니라 원추형의 회절 장을 형성하며[7], 또한 입사된 방향으로 복사되는 후방 복사(또는 후방 산란)파가 증가하는 현상이 실험적으로 관찰되어 왔다[7-12]. 이러한 후방 복사의 증가는 표면을 따라 전파하는 누설 레일레이파의 생성때문으로 이해되어 왔다. 이러한 실험적 관찰을 설명하기 위해 coherent 후방 반사에 기초한 이론적인 연구가 시도 되었으나[13-16], 측정된 후방 복사의 진폭이 이론적으로 예측된 값보다 엄청나게 큰 값으로 관측되었다[17]. 이러한 까닭으로 측정된 후방복사의 분석에 있어서 coherent 반사뿐만이 아니라 incoherent 산란의 영향도 고려하게 되었다.

잘 연마된 고체의 표면일지라도 incoherent 산란의 원인인 재료적인 불균질성과 표면의 불균질성을 지닌다. DeBilly와 Quentin[18]은 Welton potential 방법[19]에 기초한 이론적 모델을 기반으로 하여 입사각의 변화에 따른 표면 거칠기에 의해 후방산란되는 초음파의 세기를 계산하여 실험적으로 측정된 후방산란파의 진폭의 변화와 잘 일치되는 결과를 얻었으나, 레일레이각에서 후방산란파의 증가에 대해서는 설명하지 못하였다. 레일레이각에서 표면거칠기에 의한 후방산란파의 진폭의 증가는 2차 근사 또는 Rayleigh-Fourier 방법[20]과 탄성체에 대한 섭동 기법[21]을 사용하여 설명되긴 하였으나, 여기에서는 레일레이각에서의 후방산란파는 오직 표면의 표면거칠기에 주로 의존하는 것으로 단정되었다.

표면거칠기 뿐만이 아니라 표면 밑(subsurface)의 미시적인 불균질성은 레일레이각에서 후방산란파에 연

향을 준다. Nagy 등은 후방산란파 세기의 증가는 액체/고체 경계면에서 고체 쪽으로의 초음파의 투과가 증가하기 때문이며, 후방산란파의 진폭은 표면 밀의 grain과 같은 불균질체에서의 산란에 의해 결정된다고 제안하고 있다[22]. 더욱이 광학적으로 잘 연마된 단결정과 유리 시편에서조차도 후방산란파는 incoherent 특징을 지니며[23], 후방산란파의 최대 진폭은 grain의 평균 크기가 증가할수록 증가함이 관측되었다[24]. 그리고, Kim 등에 의해서 레일레이각에서의 후방산란파의 incoherent 특징 때문에 최대 진폭보다는 에너지의 분석이 효과적이며, 에너지 또한 grain의 평균 크기가 증가함에 따라 증가함이 관측되었고, 이론적인 근거가 제시되었다[25]. 이러한 결과들은 레일레이각에서 후방산란되는 초음파는 coherent 후방반사보다는 표면 밀의 불균질체에서의 산란에 더 큰 영향을 받음을 암시하고 있다.

액체/고체 경계면에서 레일레이각으로 입사된 초음파는 상당한 크기의 에너지를 고체 쪽으로 침투시키고, 침투된 에너지는 표면과 표면 밀의 미세구조와 상호작용을 일으키고, 그 결과 후방산란파가 형성된다. 그러나, 지금까지 레일레이파가 표면 밀의 grain과 같은 산란체와의 상호 작용에 관한 연구는 거의 없었다. 본 논문에서는 레일레이각에서 형성된 레일레이파와 표면 밀의 미세구조와의 상호작용이 후방산란파에 미치는 영향과 그 산란 영역에 대해 이론적으로 고찰하였으며, 액체/고체 경계면에 레일레이각으로 입사된 초음파의 후방산란파의 에너지의 주파수 의존성이 수정되어야 함을 제시하고 있다.

## 2. 액체/고체 경계면을 전파하는 레일레이파의 산란 에너지

Fig. 1 (a)에 나타낸 바와 같이 평면인 액체/고체 경계면에 레일레이각으로 입사된 초음파의 일부는 경계면에서 반사법칙에 의해 반사되고, 나머지는 고체의 표면을 침투하여 표면을 따라 전파하는 레일레이파로 전환된다. 레일레이파는 액체로의 에너지 방출과 표면과 표면 밀의 미세구조와의 상호작용에 의한 산란과 흡수에 의해 감쇠한다. 초음파 field가 형성되지 않는 null field 영역은 반사법칙에 의해 반사된 반사파와 액체로 누설되는 레일레이파의 상쇄 간섭에 의해 형성되어 반사파 field는 Schoch 변위만큼 이동된 것으로 나타난다 [3,4,5]. 그리고, 레일레이각에서의 후방 복사는 Fig. 1(b)에 나타낸 바와 같이 표면과 표면 밀에서의 레일레이파의 산란에 의해 나타난다.

액체/고체 경계면에서 표면을 따라 전파하는 레일레이파의 복소파수,  $\tilde{k}_R$ 는 다음과 같다.

$$\tilde{k}_R = k_R + i\varepsilon \quad (1)$$

여기서  $k_R$ 은 레일레이파의 파수로 파장  $\lambda_R$ 와  $k_R = 2\pi/\lambda_R$ 인 관계에 있고,  $\varepsilon$ 은 진폭 감쇠계수이다. 레일레이각에서 표면 밀으로 침투된 에너지는 레일레이파의 1 ~ 1.5 파장의 길이로 분

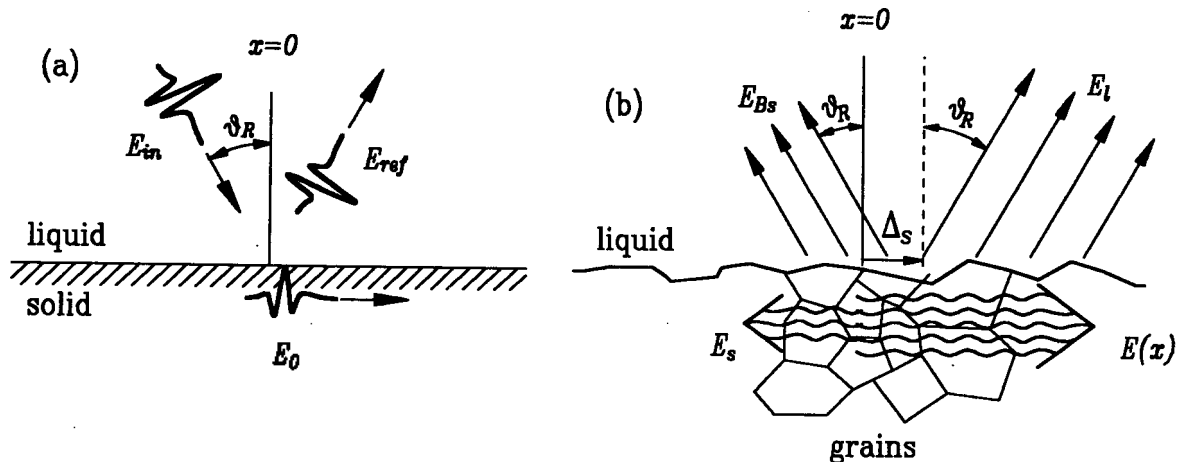


Figure 1. Schematic diagram ; (a) the incidence of the ultrasonic pulse at Rayleigh angle on the liquid/solid interface, (b) the leakage into the liquid and the interaction of the Rayleigh wave in the subsurface.

포한다[26]. 입사된 초음파 pulse로부터 레일레이파로 전환된 에너지를  $E_0$ 라고 하자. 이 에너지는 레일레이파에서 고체쪽으로의 에너지 투과율에 의존한다[22]. 그러면 표면을 따라 전파하는 레일레이파의 에너지,  $E(x)$ 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$E(x) = E_0 e^{-(\alpha_{\text{leak}} + \alpha_s + \alpha_a)x} \quad (2)$$

여기서  $x$ 는 입사된 위치로부터 표면을 따라 전파한 거리이며,  $\alpha_{\text{leak}}$ ,  $\alpha_s$ ,  $\alpha_a$ 는 각각 액체 쪽으로 에너지 누출과 고체 내의 불균질성에 의한 산란 그리고 고체 내에서 에너지 흡수에 의한 감쇠결수이다. 파동의 에너지는 진폭의 제곱에 비례하므로, 식 (1)에 나타난 진폭 감쇠 결수,  $\varepsilon$ 은 식 (2)에 나타난 감쇠 결수와 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$2\varepsilon = \alpha_{\text{leak}} + \alpha_s + \alpha_a \quad (3)$$

표면을 따라 전파하는 레일레이파가 미소변위  $dx$ 를 전파하였을 때의 에너지 감소,  $-dE = E(x) - E(x+dx)$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} -dE &= E_0 [e^{-(\alpha_{\text{leak}} + \alpha_s + \alpha_a)x} - e^{-(\alpha_{\text{leak}} + \alpha_s + \alpha_a)(x+dx)}] \\ &= E_0 e^{-(\alpha_{\text{leak}} + \alpha_s + \alpha_a)x} [1 - e^{-(\alpha_{\text{leak}} + \alpha_s + \alpha_a)dx}] \\ &= E(x) [1 - e^{-(\alpha_{\text{leak}} + \alpha_s + \alpha_a)dx}] \end{aligned} \quad (4)$$

여기서  $-$ 부호는 레일레이파의 에너지 감소를 나타내는 것이다. 만일  $dx$ 가 매우 작아  $(\alpha_{\text{leak}} + \alpha_s + \alpha_a)dx \ll 1$ 의 조건을 만족하면, 그 때 식 (4)는  $1 - e^{-\alpha dx} \cong \alpha dx$ 의 근사를 사용하여 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$-dE = E(x)\alpha_{\text{leak}} dx + E(x)\alpha_s dx + E(x)\alpha_a dx \quad (5)$$

식 (5) 우변의 첫번째 항, 두번째 항 그리고 세 번째 항은 각각 액체로의 에너지 누출과 고체 내의 불균질체에 의한 산란 그리고 고체 내에서의 에너지 흡수에 의한 에너지 감소를 나타내고 있다. 금속과 같은 다결정 고체에서의 grain에서의 산란에 가인하는 감쇠 결수  $\alpha_s$ 는 주파수와 grain의 평균 크기가 증가할수록 증가한다. 그래서 매우 높은 주파수나 매우 큰 grain을 갖는 재료에 대해서는  $\alpha_s$ 가  $\alpha_{\text{leak}}$ 보다 클 수가 있고[27], polymer와 같은 고분자 재료에서는 에너지 흡수에 의한 감쇠 결수  $\alpha_a$ 를 무시할 수가 없다[28,29]. 이와 같은 레일레이파의 에너지 감쇠에 의해서 액체로 누출되는 에너지,  $E_l$ 과 불균질성에 의해 산란된 산란 에너지,  $E_s$ , 그리고 표면 밑에서 흡수된 흡수에너지  $E_a$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} E_l &= \int_0^{\infty} E(x)\alpha_{\text{leak}} dx = \frac{\alpha_{\text{leak}}}{(\alpha_{\text{leak}} + \alpha_s + \alpha_a)} E_0 \\ E_s &= \int_0^{\infty} E(x)\alpha_s dx = \frac{\alpha_s}{(\alpha_{\text{leak}} + \alpha_s + \alpha_a)} E_0 \\ E_a &= \int_0^{\infty} E(x)\alpha_a dx = \frac{\alpha_a}{(\alpha_{\text{leak}} + \alpha_s + \alpha_a)} E_0 \end{aligned} \quad (6)$$

여기서 액체로 누출된 에너지,  $E_l$ 는 전방으로 전파하는 에너지에 상응하며, 흡수된 에너지  $E_a$ 는 고체 내에서 사라진 에너지에 상응한다.

일반적으로 30 MHz 이하의 주파수 영역에서 액체와 다결정체 금속과 이루어진 경계면에서 액체로의 에너지 누출에 의한 레일레이파의 에너지 감소는 grain에 의한 산란에 의한 에너지 감소보다 크다. 즉  $\alpha_{\text{leak}} \gg \alpha_s$ 인 관계를 갖고[26,27], 또 산란에 의한 에너지 감소가 흡수에 의한 에너지 감소보다 커서

$\alpha_s \gg \alpha_a$ 인 관계를 갖는다[27]. 이와 같은 조건이 만족한다면, 각각의 감쇠 결수는  $\alpha_a \ll \alpha_s \ll \alpha_{\text{leak}}$ 인 관계를 가지므로, 식 (6)에 나타난 산란파 에너지인  $E_s$ 는 다음과 같이 근사된다.

$$E_s \cong \frac{\alpha_s}{\alpha_{\text{leak}}} E_0 \quad (7)$$

그러므로 산란된 초음파 에너지,  $E_s$ 는 액체로의 에너지 누출에 의한 감쇠 결수에 대한 산란에 의한 에너지 감쇠 결수의 비에 따라 변화된다. 표면과 표면 밑에서 산란된 레일레이파는 전파 방향을 바꾸어 원추 형태로 에너지를 액체로 누출하고[7], 그 일부는 Fig. 1 (b)에 나타난 바와 같이 입사된 방향으로 돌아오는 후방 산란파를 형성한다.

### 3. Schoch 변위와 산란파 에너지

만일 식 (7)이 성립한다면, 식 (1)에 나타난 직폭 감쇠 결수,  $\epsilon$ 은  $\epsilon \cong \frac{\alpha_{\text{leak}}}{2}$ 으로 근사되며, 또한 Schoch 변위,  $\Delta_s$ 와는 다음과 같은 관계를 갖는다[3,14].

$$\epsilon = \frac{2}{\Delta_s} \quad (8)$$

그러므로, 에너지 누출에 의한 감쇠 결수,  $\alpha_{\text{leak}}$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$\alpha_{\text{leak}} = \frac{4}{\Delta_s} \quad (9)$$

식 (9)를 식 (7)에 대입하여 산란파의 에너지를 구하면

$$E_s \cong \frac{1}{4} \alpha_s \Delta_s E_0 \quad (10)$$

으로 표현된다. 식 (10)에서 액체/고체 경계면을 전파하는 레일레이파의 산란에너지는 산란에 의한 감쇠 결수와 Schoch 변위의 곱에 비례한다. 여기서 Schoch 변위는 다음과 같다[1,10]

$$\Delta_s = \lambda_f \left[ \frac{2\rho}{\pi\rho_f} \right] \left[ \frac{r(r-s)}{s(s-1)} \right]^{1/2} \left[ \frac{1+6s^2(1-q)-2s(3-2q)}{s-q} \right] \quad (11)$$

$$s = \left( \frac{c_t}{c_R} \right)^2, \quad r = \left( \frac{c_t}{c_f} \right)^2, \quad q = \left( \frac{c_t}{c_l} \right)^2$$

여기서  $\lambda_f$ 는 액체에서의 파장이고,  $\rho$ 와  $\rho_f$ 는 각각 고체와 액체의 밀도이다. 그리고,  $c_l$ ,  $c_t$ ,  $c_R$ 은 각각 고체에서의 횡파와 종파 그리고 레일레이파의 속도이고,  $c_f$ 는 액체에서의 초음파의 속도이다.

레일레이각에서의 반사파는 식 (11)에 주어진 Schoch 변위만큼 전방으로 이동되며[2-6], 식 (10)은 고체 쪽으로 침투한 에너지는 Schoch 변위를 벗어나서 에너지를 액체로 누출하여[2], 산란 과정이 주로 Schoch 변위 내에서만 일어남을 의미한다. 레일레이각으로 입사된 초음파 pulse에 대한 후방산란파의 진폭,  $A$ 의 Schoch 변위의 의존성은 이론적으로  $A \propto \exp[-(W_0/\Delta_s)^2]$ [16]인 관계를 갖는 것으로 제시되었었고, 실험적으로 Schoch 변위가 증가함에 따라 후방산란파의 진폭이 증가됨이 확인되었다[10]. 그러나, 이론적으로 계산된 진폭은 측정된 진폭에 비해 극심하게 작은 값임이 입증되었다[17]. Nagy and Adler는 최근에 레일레이각에서 후방산란의 증가는 액체/고체 경계면에서 고체 쪽으로의 에너지 투과가 급격히 증가하기 때문이며, 그 진폭은 표면과 표면 밑의 불균질성에 의한 산란에 의존하고 있음을 제시하였다[22]. 이러한 이전의 연구가

있었음에도 불구하고, 레일레이각에서의 후방산란에 특성을 완전하게 설명한 연구는 없다. 그러나, 식 (10)에 나타낸 본 연구의 결과는 레일레이파의 산란이 일어나는 영역이 Schoch 변위 내에 있으며, 표면 밑의 불균질체에 의한 산란에 의한 영향을 모두 설명하고 있다.

#### 4. 산란파 에너지의 산란체 크기와 주파수 의존성

식 (10)에 나타낸 레일레이각에서 산란되는 초음파 에너지는 식 (11)에 나타낸 바와 같이 파장에 비례하는 Schoch 변위에 비례한다. 따라서, 산란된 초음파 에너지의 주파수 의존성이 교정되어야만 한다. 다결정 금속과 같은 매질에서는 흡수에 의한 감쇠를 무시할 수 있고 산란에 의한 초음파의 감쇠 결수는 파수보다 작고, 이 때 산란에 의한 레일레이파의 감쇠 결수는 다음과 같이 주어진다[26].

$$\frac{\alpha_s}{k_R} = A \frac{\alpha_l}{k_l} + (1-A) \frac{\alpha_t}{k_t} \quad (12)$$

$$A = \frac{16\xi^2(1-\eta^2)}{\eta^2(3\eta^4 - 16\eta^2 - 16\xi^2 + 24)}, \quad \xi = \frac{k_l}{k_t}, \quad \eta = \frac{k_t}{k_R}$$

여기서  $\alpha_l$ 과  $\alpha_t$ 는 각각 고체 내에서 종파와 횡파의 감쇠 결수이며,  $k_l$ 과  $k_t$ 는 각각 고체 내에서의 종파와 횡파의 파수이다. 그리고,  $k_R$ 은 레일레이파의 파수이다. 다결정 금속 내에서 산란이 감쇠를 일으키는 주된 원인일 때, 레일레이파의 감쇠 결수는 다음과 같이 표현된다[30].

$$\alpha_s = Q_s \alpha_l \quad (13)$$

여기서  $Q_s$ 는 비례 상수이다.

다결정 금속에서 산란에 의한 종파와 횡파의 감쇠 결수는 잘 설립되어 있고[31-35], 산란 공식은 3 개의 영역으로 구분하고 있다. 종파와 횡파의 감쇠의 grain의 평균 크기( $D$ )와 파장( $\lambda$ )에 대한 의존성은 다음 같이 요약되어 있다[31,35,36]

$$\text{Rayleigh scattering} (\lambda \gg D) : \alpha_{l,t}(\lambda, D) \propto D^3 \lambda^{-4}$$

$$\text{Stochastic scattering} (\lambda \sim D) : \alpha_{l,t}(\lambda, D) \propto D \lambda^{-2}$$

$$\text{Diffusive scattering} (\lambda \ll D) : \alpha_{l,t}(\lambda, D) \propto D^{-1}$$

여기서 아래첨자  $l$ 과  $t$ 는 각각 종파와 횡파를 나타낸다.

단일상이고 정방 격자구조를 가지는 다결정 금속에 있어서 레일레이와 stochastic 산란에 의한 감쇠 결수는 LPM(Lifshits-Parkhomovskii-Merkulov) 이론에 의해 다음과 같이 정립되어 있다[27].

1) Rayleigh scattering ( $\lambda \geq 2\pi D$ )

$$\alpha_l = \frac{8\pi^3 \mu^2 T f^4}{375 \rho^2 c_l^3} \left( \frac{2}{c_l^5} + \frac{3}{c_t^5} \right), \quad \alpha_t = \frac{2\pi^3 \mu^2 T f^4}{125 \rho^2 c_t^3} \left( \frac{2}{c_l^5} + \frac{3}{c_t^5} \right) \quad (14)$$

2) Stochastic scattering ( $\lambda \leq 2\pi D$ )

$$\alpha_l = \frac{16\pi^2 \mu^2 D f^2}{525 \rho^2 c_l^6}, \quad \alpha_t = \frac{4\pi^2 \mu^2 D f^2}{210 \rho^2 c_t^6} \quad (15)$$

여기서  $\mu = C_{11} - C_{12} - 2C_{44}$ 이고,  $C_{ij}$ 는 탄성계수 텐서의 한 성분이며,  $c$ 는 파의 위상속도,  $\rho$ 는 밀도,  $f$ 는 주파수이고,  $T$ 는 grain 평균 부피로 다음의 관계를 갖는다[27].

$$T = \frac{4\pi}{3} \frac{R^6}{R^3} = \frac{\pi}{6} D^3$$

여기서  $D$ 는 grain의 평균 직경으로  $D = 2R$ 인 관계를 가지며,  $R$ 은 grain의 평균 반경이다.

레이레이파의 감쇠 결수,  $\alpha_s$ 의 grain의 평균 크기 및 주파수에 대한 의존성은 식 (14)와 식 (15)를 식 (13)에 대입함으로써 다음과 같이 주어진다.

$$\alpha_s = \begin{cases} Q_{sR} C_R D^3 f^4 & \text{Rayleigh scattering region } (D \ll \lambda_R) \\ Q_{sS} C_S D f^2 & \text{stochastic scattering region } (D \approx \lambda_R) \end{cases} \quad (16)$$

여기서 비례상수  $Q_{sR}$ 과  $Q_{sS}$ 는

$$Q_{sR} = \frac{A}{\eta \xi} + \frac{3(1-A)}{4\eta \xi^3}, \quad Q_{sS} = \frac{A}{\eta \xi} + \frac{105(1-A)}{168\eta \xi^5}$$

인 관계를 가지며,  $C_R$ 과  $C_S$ 는

$$C_R = \frac{4\pi^4 \mu^2}{1125 \rho^2 c_l^3} \left( \frac{2}{c_l^5} + \frac{3}{c_t^5} \right), \quad C_S = \frac{16\pi^2 \mu^2}{525 \rho^2 c_l^6}$$

인 관계를 갖고 종파의 산란 결수에 해당한다.

만일 고체 내에서의 산란파 에너지가 오직 식 (16)에서 처럼 산란에 의해서만 감쇠된다면, 그 때 산란파의 에너지는 산란에 의한 감쇠 결수에 비례하므로 레이레이 산란 영역에서는 grain의 평균 크기의 3제곱과 주파수의 4 제곱에 비례하고, stochastic 산란 영역에서는 grain의 평균 크기와 주파수의 제곱에 비례한다. 즉, 레이레이 산란영역에서는  $E_s \propto D^3 f^4$ 이고, stochastic 산란 영역에서는  $E_s \propto D f^2$ 인 관계를 갖는다.

그러나, 레이레이각에서 산란되는 초음파는 산란에 의한 감쇠 결수 뿐만이 아니라, 식 (10)에 나타낸 바와 같이 Schoch 변위에도 의존한다. 식 (11)과 식(16)을 식 (10)에 대입하므로써, 레이레이각에서 산란되는 초음파의 에너지는 다음과 같이 얻어진다.

$$E_s = \begin{cases} E_0 Q_{sR} C_R D^3 f^4 \lambda_f S_d & \text{for Rayleigh scattering } (D \ll \lambda_R), \\ E_0 Q_{sS} C_S D f^2 \lambda_f S_d & \text{for stochastic scattering } (D \approx \lambda_R) \end{cases} \quad (17)$$

여기서

$$S_d = \frac{A_s}{\lambda_f} = \left[ \frac{\rho}{2\pi\rho_f} \left[ \frac{r(r-s)}{s(s-1)} \right]^{1/2} \left[ \frac{1+6s^2(1-a)-2s(3-2a)}{s-a} \right] \right]$$

액체에서의 초음파의 파장,  $\lambda_f$ 과 주파수,  $f$ 와는  $\lambda_f = \frac{c_f}{f}$  인 관계를 지니므로, 식 (17)의 산란파 에너지는 다음과 같이 수정된다.

$$E_s = \begin{cases} C_1 E_0 D^3 f^3 & \text{for Rayleigh scattering } (D \ll \lambda_R), \\ C_2 E_0 D f & \text{for stochastic scattering } (D \approx \lambda_R) \end{cases} \quad (18)$$

여기서  $C_1$ 과  $C_2$ 는 비례상수로  $C_1 = C_R Q_{sR} S_d c_f$ ,  $C_2 = C_S Q_{sS} S_d c_f$ 인 관계를 가지며, 각각은 레이레이각에서 레이레이 산란과 stochastic 산란에 대한 산란 결수에 해당된다. 레이레이각에서 후방산란파의 에너지는 산란파 에너지의 일부이므로 후방산란파의 에너지는 다음의 관계로 표현할 수 있다.

$$E_{Bs} = \begin{cases} B_f C_1 E_0 D^3 f^3 & \text{for Rayleigh scattering } (D \ll \lambda_R), \\ B_f C_2 E_0 D f & \text{for stochastic scattering } (D \approx \lambda_R) \end{cases} \quad (19)$$

여기서  $B_f$ 는 레일레이각에서 산란파 에너지에서 후방산란파 에너지의 부분을 나타내는 비례 상수이다.

초음파를 고체 표면에 수직 입사시켰을 때 형성되는 grain noise라 부르는 후방산란파의 에너지(또는 세기)는 Schoch 변위의 영향을 받지 않기 때문에 레일레이 산란 영역에서는 주파수의 4 제곱에 비례하며, stochastic 산란 영역에서는 주파수의 제곱에 비례한다. 즉 각 산란 영역에서  $E_{Bs}$  (or  $I_{Bs}$ )  $\propto f^4$  과  $E_{Bs}$  (or  $I_{Bs}$ )  $\propto f^2$ 인 관계를 갖는다[37-40]. 그리고, 액체/고체 경계면으로부터 레일레이각에서 후방산란되는 초음파의 최대 진폭,  $A$ 는  $A^2 \propto D^3 f^4$ 인 관계를 갖는다고 Hecht 등에 의해서 보고된바 있다. 그러나 이 결과는 오직 레일레이 산란만을 고려하였으며, Schoch 변위의 영향을 간과하였다[24]. 그러나, 본 논문에서는 레일레이각에서 액체/고체 경계면으로부터 후방산란되는 초음파는 액체로의 에너지 누출 때문에 산란 영역이 Schoch 변위 이내에서 일어나고 있음을 명백히 하였으며, 이러한 영향에 의해 산란파의 주파수 의존성이 수정되어야함을 제시하였다.

## 5. 결 론

레일레이각에서 액체/고체 경계면으로부터 산란 과정을 고체의 표면 밑의 grain에서의 산란으로 가정하여 산란파의 에너지를 이론적으로 유도한 결과  $E_s = \frac{1}{4} \alpha_s \Delta_s E_0$ 인 관계로 얻어졌다. 여기서  $E_0$ 는 레일레이각에서 입사된 초음파 에너지 중에서 표면 밑으로 침투되어 레일레이각으로 전환된 에너지이고,  $\alpha_s$ 는 고체 내에서 산란에 의한 감쇠 결수이며,  $\Delta_s$ 는 Schoch 변위이다. 이것은 레일레이각에서의 산란의 영역이 Schoch 변위 내에 있음을 나타내는 것으로 이것은 액체로의 에너지 유출 때문에 일어나는 것이다. 그리고, 산란파의 일부분인 후방 산란파 또한 위와 같은 관계를 가지므로, 산란에 의한 감쇠 결수의 주파수 및 grain의 평균 크기에 대한 의존성과 Schoch 변위의 주파수 의존성을 고려함으로써 레일레이각에서 액체/고체 경계면으로부터 후방산란되는 초음파 pulse의 에너지의 grain의 평균 크기  $D$  및 주파수  $f$ 의 의존성은 레일레이 산란 영역 ( $D \ll \lambda_R$ )에서  $E_{Bs} \propto D^3 f^3$ 인 관계를 가지며, stochastic 산란 영역( $D \approx \lambda_R$ )에서  $E_{Bs} \propto D f$ 인 관계를 가진다. 이러한 결과는 Schoch 변위의 영향 때문에 일반적인 산란의 결과와는 달리 주파수 의존성이 한 차수씩 작은 값을 갖는다. 따라서 레일레이각에서 후방 산란파의 분석에 있어서는 이와 같은 점을 고려하여 최대 진폭보다는 에너지를 분석하는 것이 좋을 것이다.

## 참고문헌

- [1] F. L. Becker, and R. L. Richardson, "Ultrasonic critical angle reflectivity", in Research techniques in Nondestructive testing, Chap 4, edited by R.S.Sharpe, Academic Press, (1970)
- [2] H. L. Bertoni and T. Tamir, Appl. Phys. 2, pp. 157-172, (1973)
- [3] W. G. Neubauer, J. Appl. Phys., 44(1), pp. 48-55, (1973)
- [4] M. A. Breazeale, L. Adler and L. Flax, J. Acoust. Soc. Am., 56(3), pp. 866-872, (1974)
- [5] T. D. K. Ngoc and W. G. Mayer, J. Acoust. Soc. Am., 67(4), pp. 1149-1152, (1980)
- [6] J. M. Claeys and O. Leroy, J. Acoust. Soc. Am., 72(2), pp. 585-590, (1982)
- [7] O. I. Diachok and W. G. Mayer, J. Acoust. Soc. Am., 47(1), pp. 155-157, (1970)
- [8] S. Sasaki, Jpn. J. Appl. Phys., 2, p. 198, (1963)
- [9] W. G. Neubauer, J. Acoust. Soc. Am., Suppl. 1, 68, S63, (1980)
- [10] M. de Billy, L. Adler and G. Quentin, J. Acoust. Soc. Am., 72(3), pp. 1018-1020, (1982)

- [11] L. Adler, M. de Billy, and G. Quentin, *J. Appl. Phys.*, 53(12), pp. 8756-8758, (1982)
- [12] L. Adler, S-W. Wang, K. Bolland, M. de Billy, and G. Quentin, *J. Acoust. Soc. Am.*, 77(5), pp. 1950-1953, (1985)
- [13] A. N. Norris, *J. Acoust. Soc. Am.*, 73(2), pp. 427-434, (1983)
- [14] A. N. Norris, *J. Acoust. Soc. Am.*, 76(2), pp. 629-631, (1984)
- [15] T. D. K. Ngoc and W. G. Mayer, *J. Acoust. Soc. Am.*, 75(1), pp. 186-188, (1984)
- [16] H. C. Kim and S. D. Kwon, *J. Acoust. Soc. Am.*, 78(4), pp. 1384-1386, (1985)
- [17] J. J. Starnes, *J. Acoust. Soc. Am.*, 76(2), pp. 627-629, (1984)
- [18] M. de Billy and G. Quentin, *J. Acoust. Soc. Am.*, 72(2), pp. 591-601, (1984)
- [19] P. J. Welton, *J. Acoust. Soc. Am.*, 54, pp. 66-73, (1973)
- [20] D. H. Berman, *J. Acoust. Soc. Am.*, 89(2), pp. 623-636, (1973)
- [21] M. Blakemore, *Ultrasonics*, 31(3), pp. 161-174, (1993)
- [22] P. B. Nagy and L. Adler *J. Acoust. Soc. Am.*, 96(4), pp. 2537-2545, (1994)
- [23] P. B. Nagy and L. Adler *J. Acoust. Soc. Am.*, 85(3), pp. 1355-1357, (1989)
- [24] A. Hecht, R. Thiel, E. Neumann and E. Mundry, *Material Eval.*, 39, pp. 934-938, (1981)
- [25] H. C. Kim, Jeong Ki Lee, S. Y. Kim and S. D. Kwon, *Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 38*, pp. 260-267, (1999)
- [26] I. A. Victorov, *Rayleigh and Lamb waves*, Plenum Press, Chap. 1, (1967)
- [27] E. P. Papadakis, *Methods of Experimental Physics*, edited by P. D. Edmonds, Chap. 5, Academic Press, (1981)
- [28] B. Hattmann and J. Jarzynski, *J. Acoust. Soc. Am.*, 56, pp. 1469-1473, (1974)
- [29] W. Madigosky and R. Fiorito, *J. Acoust. Soc. Am.*, 65(5), pp. 1105-1115, (1979)
- [30] H. Willems and K. Goebbels, *Metal Sci.*, 15, PP. 549-553, (1981)
- [31] E. P. Papadakis, *J. Acoust. Soc. Am.*, 33(11), pp. 1616-1621, (1961)
- [32] E. P. Papadakis, *J. Acoust. Soc. Am.*, 37(4), pp. 711-717, (1965)
- [33] R. L. Smith, W. N. Reynolds and H. N. G. Wadley, *Metal Sci.*, 15, PP. 554-558, (1981)
- [34] W. N. Reynolds and R. L. Smith, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 17, pp. 109-116, (1984)
- [35] D. Nicoletti, N. Bilgutay, and B. Qnaral, *J. Acoust. Soc. Am.*, 91(6), pp. 3278-3284 (1992)
- [36] E. P. Papadakis, *J. Acoust. Soc. Am.*, 37(4), pp. 703-710, (1965)
- [37] N. M. Bilgutay, X. Li and J. Saniie, *Ultrasonics*, 27, pp. 19-25, (1989)
- [38] J. H. Rose, *Rev. of Prog. in QNDE*, Vol. 11(B), Edited by D. O. Thompson and D. E. Chimenti, Plenum Press, New York, pp. 1677-1684, (1992)
- [39] M. D. Russell and S. P. Neal, *Ultrasonics*, 32(3), pp. 163-171, (1994)
- [40] M. D. Russell and S. P. Neal, *Ultrasonics*, 32(3), pp. 173-180, (1994)