

흡배기계 소음원 측정시 나타나는 부의 음원 임피던스의 원인에 관한 고찰

이 정 권*, Keith S. Peat**

*한국과학기술원 기계공학과 소음 및 진동제어 연구센터, **영국 러프버러대학교 수학과

On the Causes of Negative Source Impedance in the Measurement of Intake and Exhaust Noise Sources

Jeong-Guon Ih*, Keith S. Peat**

*NoVIC, Dept. of Mech. Eng., KAIST, **Dept. of Mathematical Sciences, Loughborough University, UK

ihih@sorak.kaist.ac.kr

1. 서 론

내연기관 엔진의 흡/배기계의 음향 특성을 모델링하기 위하여 여러 가지 기법이 사용될 수 있다. 그중 가장 널리 쓰이는 것은 선형 주파수영역 모델링 기법으로서 [1], 다른 방법들에 비해 뼈를 뿐만 아니라 상요화된 소음기와 같이 복잡한 내부구조를 현실적으로 잘 표현할 수 있도록 해 준다. 이 방법의 주된 단점으로는 비선형이며 시변적인 음원의 특성을 정확하게 알 수 없다는 점이다. 이 문제를 배기계의 관점에서 Fig.1에 개괄적으로 보여 주고 있는데, 배기밸브 이후의 하류에 있는 모든 것은 엔진에 대한 부하인 Z_L 로 표현된다. 단일 주파수 만을 고려한 선형, 시불변 엔진-배기계 모델에 대한 동가 전기회로가 Fig.1(b)에 표시되고 있는데, 여기서 다음의 관계가 만족된다:

$$P_s(\omega_n) - P_n(\omega_n) = Z_s(\omega_n)V(\omega_n),$$

$$P_n(\omega_n) = Z_L(\omega_n)V(\omega_n). \quad (1a,b)$$

계의 음향성능 평가 지수에 따라 요구되는 음원의 데이터는 다르지만, 음원 임피던스는 항상 필요한 값이며, 때에 따라서는 주파수 ω_n 에 따른 음원강도 P_s 도 필요하게 된다. 알려진 바와 같이 음원 임피던스는 저항과 리액턴스로 이루어진 복소수 값이다. 음원 데이터는 직접 또는 간접법에 의한 실험에 의해 구할 수 있다. 직접법은 부하측의 어딘가에 위치한 실제 음원보다 더 큰 부가적 음원이 필요하게 된다. 이와 같은 경우 수동적 종단에 대한 기존의 방법 [2-7]에 의해 측정될 수 있다. 그러나, 내연기관에 있어서는 큰 부가적 음원을 구하기 힘들고, 설령 구하였다 하더라도 이에 따른 비선형성이 대단히 큰 영향을 미칠 수 있다. 따라서, 내연기관에 대해서는 간접적 측정법이 쓰일 수 있으며, 이를

이용하면 음원강도와 음원임피던스를 동시에 구할 수 있는 부차적인 이점이 있다.

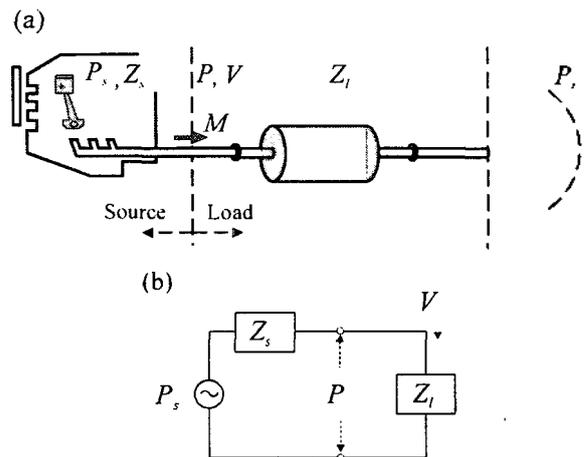


Fig. 1. Source-load model. (a) Acoustic source-load system, (b) electro-acoustic circuit.

간접법에서는 같은 음원에 대해 두개 혹은 그 이상의 변화된 부하를 적용하는데, 위상 정보가 사용될 경우에는 최소한 두개의 부하가 쓰이고 [8], 그렇지 않은 경우에는 일반적으로는 적어도 네 개의 부하가 사용된다 [9,10]. 측정오차의 영향을 줄이기 위하여는 다수의 부하가 요구되는데 [11-13], 과결정된 계에 대한 일종의 평균화를 시키게 된다.

2. 본 론

2.1. 관찰 결과 요약

스피커, 팬, 송풍기 등은 직접법으로 측정한 결과가 있으며 항상 양의 값을 보여 준다. 내연기관 배기계에

있어서 직접법의 적용에 대한 비선형 해석의 결과에서도 양의 저항이 계산됨을 볼 수 있다 [14]. 그러나, 간접법의 적용 결과에 대해서는 약간 상치된 결과들을 볼 수 있다 [12,13]. 4부하법은 스피커, 팬, 송풍기 등의 음원에 대해 넓은 저주파수 영역에서 부의 음원 저항치를 보인다. 2부하법에 의하여는 스피커 음원에 대해 거의 대부분 양의 저항치를 낳게 한다. 다부하법을 적용하면, 스피커, 팬, 송풍기의 경우에는 양의 저항을 [12,13], 내연기관에 대해서는 Fig.2에서 보이는 바와 같이 대부분 부의 저항치를 측정하게 된다. 이러한 결과에도 불구하고, 측정된 음원 임피던스 및 음원강도 데이터를 임의의 부하에 대해 적용하여, 방사되는 음압레벨을 예측하면, Fig.3에서 보이는 바와 같이 실측치와 매우 잘 일치함을 관찰할 수 있다.

2.2. 부의 음원 저항

부의 음원 임피던스는 실제로 문제가 되는 것일까? 이에 대해 생각하기 위해 우선 다음과 같은 사항에 대해 고찰을 해 보기로 한다: 정지해 있는 매질에서 양의 방향으로 전파되고 있는 파동의 시간평균된 인텐시티는 p^* 가 음파의 진폭일 때 $I^* = (p^*)^2 / 2\rho c$ 로 표시될 수 있다. 이 파동이 반사계수 R 을 갖는 수동적 임피던스 경계를 만날 때, 반사파의 인텐시티는 $I^- = (Rp^*)^2 / 2\rho c$ 가 된다. $|R| \leq 1$ 이므로 반사파는 당연히 입사파보다 인텐시티가 작게 된다. 종단의 무차원화된 임피던스를 $\zeta = r + ix$ 로 표현하면 다음의 관계에 의해 저항은 명백히 양의 값을 갖게 된다:

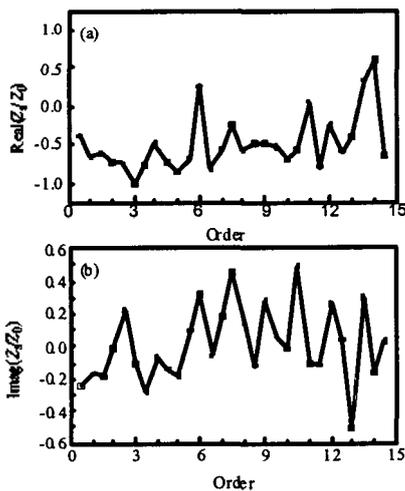


Fig. 2. The measured source characteristics for the exhaust of an internal combustion engine¹³: (a) source resistance; (b) source reactance.

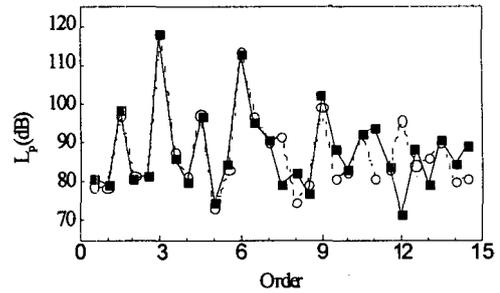


Fig. 3. The sound pressure level at 50 cm from the output end of the exhaust system of an IC engine¹³: ■ predicted; ○ measured.

$$|R|^2 = \frac{(r-1)^2 + x^2}{(r+1)^2 + x^2} \leq 1. \quad (2)$$

이 조건을 위배한다는 것은 종단에 에너지원이 있다는 의미를 갖게 된다. 그러나, 종단이 개방된 덕트의 저주파수 특성에 관한 이론적 [15] 실험적인 결과들 모두 $|R|$ 이 1보다 아주 약간 작은 결과를 보여 준다. $|\zeta|$ 가 작기 때문에 r 은 영에 가깝고, 따라서 측정오차가 있는 경우에는 저항치 r 이 부의 값으로 될 수 있게 된다.

2.3. 음원의 비선형성 효과

Ingard와 Ising [16]은 구멍에 높은 음압레벨이 걸릴 때에는 비선형적으로 응답하여, 구멍내의 입자속도는 $u \approx \pm C[(2/\bar{\rho})\Delta p]^{1/2}$ 이 됨을 실험적으로 보여 주었다. 여기서, Δp 는 구멍의 출입구에 걸친 음압의 차이이며, 날카로운 모서리를 가진 구멍에 대하여는 $C \approx 0.61$ 이 쓰인다. 따라서, Fig.1(b)로부터, 높은 음압을 갖는 음원부위가 구멍을 통해 나머지 계와 연결되어 있는 경우, A 가 구멍면적, V 가 체적속도 일 때, 다음 식이 만족된다:

$$P_s - P \approx \bar{\rho}V(V/(2C^2a^2)), \quad P = Z_i V. \quad (3)$$

Ingard [17]는 음원 음압 P_s 가 특정한 단일 주파수로 작용할 때, 식(3)을 푸리에 분석하게 되면 V 가 (따라서 P 도) ω_n 이라는 주파수의 고조파를 갖게 됨을 의미한다. 따라서, 식(1a,b)로부터 아래의 식을 얻을 수 있다:

$$0 - Z_i(\omega_n)V_n = Z_i(\omega_n)V_n, \quad n \neq 0. \quad (4)$$

수동적인 부하 임피던스가 항상 양의 값을 갖기 때문에, 음원 임피던스의 실수부는 부의 값이 된다.

또 다른 원인으로서는 큰 진폭을 갖는 음향모드 간의 에너지 전달에 따른 비선형성에 의해 부의 음원 임피던스가 생겨날 수 있다 [18]. 강력한 피크들이 존재하는 경우, 한 가진 주파수에서 다른 주파수들로의 에너지 전달이 있을 수 있고, 이때, 에너지를 받는 주파수에

서는 추가적인 에너지의 존재에 의해 부의 저항치를 나타낼 수 있다. 음원의 다른 비선형 기체들도 고려될 수 있는데, 이러한 기체들에 의해 모드간의 에너지 전달이 발생하는 경우에는 몇몇 모드에서 부의 저항치가 나타날 가능성이 있게 된다.

2.4. 음원의 시변성 효과

다음의 식에 의해 지배되는 이상화된 시변, 선형 음원을 고려할 수 있다:

$$\overline{\rho c} V(t) = A(t)[P_s(t) - P(t)], \quad A(t) = \begin{cases} C, & 0 < t < T/2, \\ 0, & T/2 < t < T, \end{cases} \quad (5)$$

여기서, $A(t)$ 는 주기 T 에 따라 주기적인 벨브의 개방 면적을 의미한다. 각 변수들은 다음과 같이 복소 푸리에 수열로 표시될 수 있다:

$$A(t) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} A_j \exp(i2\pi jt/T), \quad V(t) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} V_j \exp(i2\pi jt/T). \quad (6)$$

첫번째 N 개의 모드만을 고려한다면, 식(5)에서 다음과 같은 행렬식을 얻어 낼 수 있게 된다:

$$\overline{\rho c} \begin{bmatrix} V_{-N} \\ \dots \\ V_0 \\ \dots \\ V_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_0 & \dots & A_N & \dots & A_{-2N} \\ \dots & A_0 & \dots & \dots & \dots \\ A_N & \dots & A_0 & \dots & A_{-N} \\ \dots & \dots & \dots & A_0 & \dots \\ A_{-2N} & \dots & A_N & \dots & A_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_{S_{-N}} - P_{-N} \\ \dots \\ P_{S_0} - P_0 \\ \dots \\ P_{S_N} - P_N \end{bmatrix} \quad (7)$$

또는 어드미턴스 행렬 표현 $[A]$ 를 써서 [20],

$$\overline{\rho c} \{V\} = [A]\{P_S - P\}. \quad (8)$$

이 식을 선형 음원 모델식인 식(1)에 대입하면, 음원 임피던스는 기본 가정에 위배된 주파수 불변량이 된다: 즉, $A(t) = A_0$ 및 $Z_A(\omega) = 1/A_0$. 식(8)은 부하 임피던스를 이용하여 아래와 같이 다시 쓸 수 있는데, 여기서 $[Z_j]$ 는 j 차 항에 Z_j 를 갖는 대각행렬이다:

$$\overline{\rho c} \{[A][Z_j] + [I]\}\{V\} = [A]\{P_S\}. \quad (9)$$

그러므로, 주어진 음원압력 $\{P_S\}$, 벨브 운동 $[A]$, 부하 $[Z_j]$ 에 대해, 식(9)는 $\{V\}$ 에 대해 풀 수 있고, 따라서 식(1b)에 의해 $\{P\}$ 를 구할 수 있게 된다. 이러한 방법은 여러 부하에 따라 반복되며, 그 결과는 식(1)로부터 유효 음원 임피던스를 얻기 위해 쓰이는데, 이는 다부하법을 해석적으로 적용한 것과 같다.

예제로서, 일정 음압 P_s 를 갖는 음원이 반주기 동안에는 벨브가 완전히 열려 있고, 나머지 반주기 동안에는 완전히 닫히는 상황을 고려 하였다. 계산에 있어서, 반주기 동안 벨브가 닫힌 조건이란 $Z_j(t) \rightarrow \infty$ 임을 의미하므로, 충분히 많은 모드에 대해 계산한다면 비유일성 문제가 발생하게 되므로, 어드미턴스 행렬만이 쓰이게 된다. 두개의 부하를 사용하고, 실험 오차가 없다고

가정하면, 시불변인 음원에 대해 첫 열개의 모드가 Fig.4와 같이 나타난다.

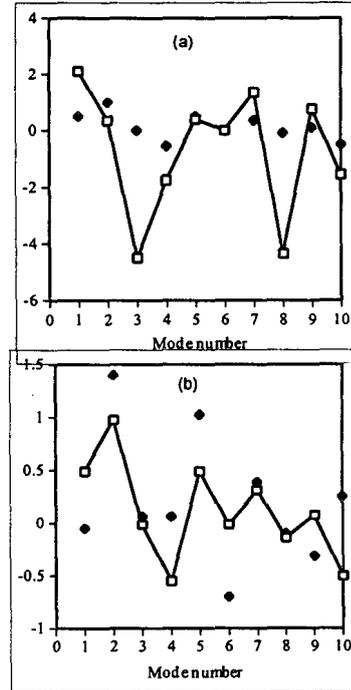


Fig. 4. (a) Source impedance, (b) source admittance: □, real; ◆, imaginary.

음원 임피던스의 실수부가 종종 부의 값을 가지며, 어드미턴스나 임피던스 행렬의 요소들과는 비슷한 특성이 없으나, 사용된 부하의 특성의 변화에 따라서는 서로 다른 특성을 산출한다.

2.5. 정상 유동에 의한 효과

양의 방향으로 마하수 M 의 정상류에 음파가 함께 전파될 때의 전방 진행과 후방 진행과의 음향 인텐시티는 2.2절에서 나타낸 바와 같은데, 역시 $r \leq r'$ 가 되며, 특히 이 경우에는

$$|R|^2 = \frac{(r-1)^2 + x^2}{(r+1)^2 + x^2} \leq \frac{(1+M)^2}{(1-M)^2} \quad (10)$$

를 의미하므로, $r < 0$ 이 되는 기회가 생기게 된다 [18]. 실제로, 이러한 상황은 유동이 있는 배기 종단구에서 저주파수 대역에 존재함이 이론적, 실험적으로 입증되어 있다.

그렇다면 대류효과 만으로 부의 음원 임피던스 현상을 설명할 수 있는가에 대한 의문을 갖게 한다. 흡기 쪽에서는, 음원 측으로 접근하는 음파는 유체의 흐름 방향과 같으므로, 음원에 의해 반사되는 경우 $|R| > 1$ 이 되는 경우가 물리적으로 가능하여져서, 음원 저항이 $r < 0$ 으로 되는 것이 가능하다. 한편, 배기쪽에서는, 음

원을 향해 오는 음파의 방향이 정상 유동의 방향과 반대이므로 식(10)의 M 이 부의 값으로 되고, 따라서 $r > 0$ 이 된다. 부의 음원 임피던스는 흡/배기계 양쪽에서 모두 관찰되고 있으므로, 이 기체는 흡기계 측에서만 부의 음원 저항에 영향을 미칠 뿐이라는 점에서 흡기측에서의 주된 기체라고 생각하기는 어려운 일이다.

2.6. 기타 요인들에 의한 효과

사실상 다른 여러가지 요인들이 음원 저항을 부의 값으로 만드는 데에 기여를 할 수 있다고 생각될 수 있다. 배기계 측에서는, 밸브의 하류측에 생기는 강력한 와류에 의해 유동 소음이 발생할 수 있는데, 대개 이러한 음원들은 명확히 고려되지 않게 되므로 가상적 음원 면에서의 에너지 증가로 해석되어져서 부의 임피던스를 낮게 되는 결과를 초래할 수 있다. 흡기계 측에서는, 이러한 와류가 밸브의 안쪽에 생기게 되므로, 음원 임피던스가 부인 점을 생각해 본다면 이 요인이 배기계측의 주요인이 될 수 없다고 생각하게 한다.

마찬가지로, 밸브의 하류측에서는 난류의 일반 레벨이 매우 높아서, 임피던스의 국부적인 변화를 초래할 수 있으므로 이 역시 부의 임피던스의 한 원인이 될 수 있다. 예를 들어 위치에 따라 변하는 대류효과는 파면을 변화무쌍하게 굴절시켜서 종국에는 복잡한 간섭을 일으키게 한다. 그러나 이 역시 난류가 덕트측에 생성되는 배기계에서만 유효한 것이라 할 수 있다.

배기계 측에는 강한 온도구배가 형성되므로 국부적으로 임피던스를 변화 시키게 되고 이에 따라 부의 저항값을 가질 수 있지만, 이 역시 온도가 거의 일정한 흡기계 쪽에서 발생하는 같은 현상을 설명할 수 없게 된다. 간접법을 적용할 때의 가정은 음원이 부하에 따라 변하지 않는다는 것이지만, 이는 완벽히 정확한 것은 아니다. 그러나, 이에 따른 오차는 매우 작아서 실제로는 음원 저항을 과소평가할 수 있을 뿐만 아니라, 과도 예측할 수도 있게 된다.

3. 결론

간단한 음원에 대한 간접법의 적용시에도 측정오차가 부의 음원저항을 낮기는 하나, 내연기관의 음원 임피던스에 있어서는 더욱 근원적인 요인이 있다고 생각된다. 유동에 의한 대류효과가 흡기계에 있어서 부의 저항치를 주는 유효한 이유가 되기는 하지만 배기계측에 있어서는 같은 효과를 내지 못한다.

간접측정법의 적용에 있어서는 선형, 시불변의 음원 특성을 전체 조건으로 삼고 있다. 엔진의 정상 작동시에 밸브를 통한 음파의 전파에 있어서 강한 비선형적 특성을 보일 수 있다. 이러한 비선형성은 가정된 선형 음원에서 발생된 몇몇 주파수에 대해 부의 저항을 갖게

할 수 있다. 실제 엔진의 밸브 운동은 시변성을 지니고 있다. 역시 이것도 주파수에 의존하는 음원 임피던스의 전체 개념에 대한 도전이 되며, 시불변으로 가정된 음원에 대해 간접법을 정확하게 적용하면 아주 단순한 선형 음원에서조차 부의 음향 임피던스를 얻게 됨을 의미한다.

부의 임피던스를 낮게 하는 다른 가능한 요인들도 존재하고는 있으나, 주요인이 되기에는 역부족이다. 내연기관에 있어서 실제로 존재하는 비선형성과 시변성은 그 각각의 요인이 간접법에 의한 특성 측정에 대한 해석적 근거를 희박하게 만들기에 충분하다고 할 수 있다.

참고문헌

- [1] M. L. Munjal, *Acoustics of Ducts and Mufflers* (Wiley-Interscience, New-York, 1987).
- [2] A. G. Galitsis and E. K. Bender, *J. Acoust. Soc. Am.* **58**, Suppl. No. 1, S8 (1975).
- [3] D. F. Ross and M. J. Crocker, *J. Acoust. Soc. Am.* **74**, 18-27 (1983).
- [4] A. F. Seybert and D. F. Ross, *J. Acoust. Soc. Am.* **61**, 1362-1370 (1977).
- [5] M. L. Munjal and A. G. Doige, *J. Sound Vib.* **137**, 135-138 (1990).
- [6] T. Fujimori, S. Sato and H. Miura, *Proc. Inter Noise* **84**, 1009-1014 (1984).
- [7] S.-H. Jang and J.-G. Ih, *J. Acoust. Soc. Am.* **103**, 1520-1526 (1998).
- [8] M. L. Kathuriya and M. L. Munjal, *J. Acoust. Soc. Am.* **65**, 240-278 (1979).
- [9] M. G. Prasad, *J. Sound Vib.* **114**, 347-356 (1987).
- [10] M. G. Prasad and M. J. Crocker, *J. Sound Vib.* **90**, 479-508 (1983).
- [11] L. Desmons and J. Hardy, *J. Sound Vib.* **175**, 365-376 (1994).
- [12] H. Bodén, *J. Sound Vib.* **180**, 725-743 (1995).
- [13] S.-H. Jang and J.-G. Ih, *J. Acoust. Soc. Am.* **107**, 3217-3225 (2000).
- [14] J.-G. Ih, *Proj. Rept. for a Leverhulme Trust Visiting Fellowship*, Loughborough University (1999).
- [15] H. Levine and J. Schwinger, *Phys. Rev.* **73**, 383-406 (1948).
- [16] U. Ingard and H. Ising, *J. Acoust. Soc. Am.* **42**, 6-17 (1967).
- [17] U. Ingard, *J. Acoust. Soc. Am.* **48**, 32-33 (1970).
- [18] F. Albertson, *Rept. of Dept. of Veh. Eng., TRITA-FKT-1999:21*, Royal Inst. Tech., Stockholm, Sweden (1999).
- [19] H. Bodén and F. Albertson, *Proc. Inter Noise* **98**, 227-230 (1998).
- [20] H. Boden, *J. Sound Vib.* **148**, 437-453 (1991).
- [21] R. M. Munt, *J. Sound Vib.* **142**, 413-436 (1990).
- [22] S.-H. Jang and J.-G. Ih, *Proc. WESTPRAC* **7**, 663-666 (2000).