[UCI]I804:48009-200000292031

공 학 박 사 학 위 논 문

도파관 유한요소 및 경계요소 방법을 이용한 복잡한 평판의 구조 음향 특성 해석

Numerical analysis on the vibro-acoustic behaviour of the complex shaped panels using the waveguide finite element and boundary element method

울 산 대 학 교 대 학 원

조 선 및 해 양 공 학 과

김 형 준

도파관 유한요소 및 경계요소 방법을 이용한 복잡한 평판의 구조 음향 특성 해석

지도교수 유 정 수

이 논문을 공학박사 학위 논문으로 제출함

2020 년 2 월

울산대학교 대학원

조선 및 해양공학과

김 형 준

김형준의 공학박사 학위 논문을 인준함

심사위원	최 윤락	인
심사위원	서 형석	인
심사위원	이 장명	인
심사위원	김 봉기	인
심사위원	유 정수	인

울산대학교 대학원

조선 및 해양공학과

2020 년 2 월

감사의 글

석사부터 박사까지 아낌없는 가르침과 조언으로 저를 지도해 주신 유정수 교수님께 감사의 인사를 드립니다. 바쁘신 와중에도 매주 1:1 미팅을 통해 제 연구가 올바른 방향으로 갈 수 있게 지도하여 주셨고 교수님 덕분에 훌륭한 연구를 할 수 있었습니다. 그리고 학위 논문 지도를 맡아 주신 최윤락 교수님, 서형석 교수님, 이장명 교수님께도 감사합니다. 교수님들의 조언 덕분에 편협하지 않고 다른 연구 분야 측면에서도 생각해 볼 수 있는 계기가 되었습니다. 또 멀리 대전에서 논문 지도를 위해 바쁘신 와중에도 발걸음 해주신 한국기계연구원의 김봉기 박사님께도 깊은 감사를 드립니다. 박사님께서 말씀해주신 실무에 적용되는 사례와 조언들이 많은 도움이 되었습니다.

또한 학위 과정 동안 함께 고생했던 대학원 선후배, 동기들에게 감사합니다. 특히, 박사 기간 동안 부족한 정보를 서로 공유해주고 힘이 되어준 성재, 광수, 진안이형에게 고맙고, 같은 연구실 승룡, 준서, 창우, 재홍이 모두에게 고맙습니다. 모두 앞으로의 삶을 응원합니다.

마지막으로 오랜 학위 과정동안 묵묵히 응원해 주시고 든든한 버팀목이 되어 주신 부모님, 누나에게 감사드립니다. 너무 고맙고 평생 이 은혜 잊지 않고 보답하며 살겠습니다.

국문요약

선박이나 해양 구조물, 철도차량 등과 같은 대형 구조물들은 복잡한 단면을 갖는 이중 평판으로 구성되어 있다. 이러한 구조물의 진동 및 소음 현상을 해석하기 위해서는 기본요소로써 복잡한 단면을 갖는 이중 평판의 구조-음향 특성을 이해하는 것이 필요하다. 본 연구에서는 해석의 어려움을 완화하고자 복잡한 단면을 갖는 이중 평판을 단면이 길이방향으로 일정하고 길이가 무한한 도파관 구조물로 단순화시켜 다루고자 한다.

본 연구에서는 무한 길이 띠 평판(폭에 비해 길이가 아주 긴 평판)의 진동 및 소음 특성을 수치해석 하였다. 수치해석 기법으로 단면의 형상이 길이 방향으로 일정한 도파관 구조물의 진동 및 소음해석에 효과적인 도파관 유한요소/경계요소(waveguide finite element and boundary element) 방법을 사용한다. 도파관 유한요소/경계요소법은 2차원 단면만을 모델링하여 해석하므로 다루어야 하는 모델의 크기가 작고 연산속도가 빠르다는 장점이 있다. 우선 단순 띠 평판의 진동 및 소음 특성을 수치해석하고 이 결과를 이론해석 결과와 비교함으로써 수치해석의 타당성을 확인한다. 그 후 보강재를 갖는 단일 띠 평판 및 이중 띠 평판의 진동 및 소음 특성에 대해 살펴본다. 이중 띠 평판의 경우 상부 평판과 하부 평판 사이에 공기층이 존재하고 내부 공기층은 이중 띠 평판의 진동 및 소음 특성에 영향을 미치게 된다. 따라서 이중 띠 평판이 내부 공기와 연성 되었을 때 평판의 진동 및 소음에 미치는 영향에 대해 살펴본다.

실제 대형 구조물은 단순한 이중패널 구조가 아닌 훨씬 더 복잡한 구조로 구성된 패널로 이루어져 있다. 따라서 실제 압출패널 모델과 동일한 단면을 갖는 무한길이 압출패널의 진동 및 소음특성에 대해서 살펴본다. 분산선도를 통해 주파수 대역에 따른 압출패널의 파동 전파 특성에 대해 살펴본다. 기계적 가진에 대해서는 두가지 유형(스트립 가진, 보강재 가진)의 점 하중에 따른 방사효율의 특성을 해석하고 두 유형의 차이에 대해 자세히 살펴본다. 음향학적 가진의 경우 음향 투과 특성에 대해 살펴본다. 수치해석 결과를 1.5 m 길이의 유한판으로부터 실험한 결과와 비교하여 수치해석 결과의 유효성을 확인한다.

목차

감사의 글 i

국문요약 ii

목차 iii

그림 목차 viii

표 목차 xix

1. 서론 1

1.1 배경지식 1

1.2 선행연구 2

1.3 연구 목표 및 내용 4

2. 단순 띠 평판의 이론 해석 7

2.1 단순 띠 평판의 자유 진동 7

2.2 점 하중에 의한 단순 띠 평판의 진동 10

2.2.1 강제 진동 10

2.2.2 가진점 모빌리티 14

2.2.3 시간과 공간에 대한 평균 제곱 속도 16

2.3 점 하중에 의한 단순 띠 평판의 소음 18

2.3.1 무한 평판의 방사 소음 18

2.3.2 음향 파워 20

2.3.3 방사효율 23

2.4 단순 띠 평판의 음향 투과손실 24

2.4.1 입사파에 의한 띠 평판의 응답 25

2.4.2 음향 투과손실 30

2.4.3 확산 음장 34

2.5 요약 36

3. 도파관 유한 요소/경계 요소 (waveguide finite element/boundary element, WFE/BE)방법 38

3.1 도파관 유한 요소 (waveguide finite element, WFE) 방법 39

3.1.1 도파관 유한 요소 39

3.1.2 유체 유한 요소 40

3.3 도파관 유한 요소/경계요소 연성 42

3.4 WFE/BE 방법을 이용한 방사효율 계산 42

3.5 WFE/BE 방법을 이용한 음향 투과손실 계산 43

3.5.1 무한 길이 평판의 음향 투과손실 계산 43

3.5.2 공간 윈도우 함수를 이용한 유한 길이 평판의 음향 투과손실 계산 45

3.6 요약 47

4. WFE/BE 방법을 이용한 단순 띠 평판의 구조 음향 특성 해석 49

4.1 모델링 49

4.1.1 평판 구조물 모델링 49

4.1.2 경계 요소 모델링 50

4.2 분산선도 51

4.3 방사효율 53

4.3.1 시간과 공간에 대한 평균 제곱 속도 53

4.3.2 방사파워 55

4.3.3 경계조건의 효과 58

4.3.4 점하중 응답의 평균 효과 60

4.3.5 사각 평판의 방사효율과 비교 61

4.4 음향 투과손실 63

4.5 요약 66

5. WFE/BE 방법을 이용한 보강 띠 평판의 구조 음향 특성 해석 68

5.1 하나의 보강재를 가지는 보강 띠 평판의 진동 및 소음 특성 68

5.1.2 가진점 모빌리티와 평균속도 74

5.1.3 방사 소음 74

5.1.4 보강재 높이의 효과 76

5.2 세 개의 보강재를 가지는 보강 띠 평판의 진동 및 소음 특성 78

5.2.1 분산선도 78

5.2.2 가진점 모빌리티와 평균 속도 81

5.2.3 방사 소음 82

5.3 보강 띠 평판의 음향 투과 특성 84

5.4 요약 88

6. WFE/BE 방법을 이용한 이중 평판의 구조 음향 특성 해석 90

6.1 이중 띠 평판의 진동 및 소음해석 90

6.1.1 분산선도 92

6.1.2 방사 효율 96

6.1.3 음향 투과손실 98

6.2 보강 이중 띠 평판의 진동 및 소음해석 101

6.2.1 분산선도 102

6.2.2 방사 효율 104

6.2.3 단일 띠 평판과 이중 띠 평판의 방사 효율 비교 107

6.2.4 음향 투과손실 108

6.3 요약 110

7. WFE/BE 방법을 이용한 복잡한 압출패널의 진동 및 소음 특성 해석 및 검증 111

7.1 WFE/BE 모델링 112

7.1.1 평판 구조물 모델링 112

7.1.2 평판 구조물 댐핑 113

7.1.3 경계 요소 모델링 114

7.1.4 내부 유체 모델링 116
7.2 WFE 방법을 이용한 분산선도 해석 116
7.3 WFE/BE 방법을 이용한 방사효율 해석 121
7.3.1 압출 패널의 방사효율 특성 122
7.3.2 압출 패널 구조물의 경계 조건 변화가 방사 효율에 미치는 영향 128
7.3.3 압출 패널 구조물의 댐핑 변화가 방사 효율에 미치는 영향 131
7.3.4 압출 패널 구조물의 내부 공기가 방사 효율에 미치는 영향 136
7.4 WFE/BE 방법을 이용한 음향 투과손실 해석 139
7.4.1 압출 패널의 음향 투과손실 특성 139
7.4.2 압출 패널 구조물의 경계 조건 변화가 음향 투과손실에 미치는 영향 141
7.4.3 압출 패널 구조물의 댐핑 변화가 음향 투과손실에 미치는 영향 141
7.4.4 압출 패널 구조물의 내부 공기가 음향 투과손실에 미치는 영향 142
7.4.5 공간 윈도우 함수를 적용한 압출 패널의 음향 투과손실 143
7.5 WFE/BE 수치 해석의 검증 146
7.5.1 가진점 모빌리티 비교 146
7.5.2 방사효율 비교 148
7.5.3 음향 투과손실 비교 153
7.6 요약 155
8. 압출 패널의 외부 보강재가 패널의 진동 및 소음 특성에 미치는 영향 해석 157
8.1 외부 보강재가 하부 평판의 진동 및 소음 특성에 미치는 영향 157
8.1.1 하부 평판 모델링 158
8.1.2 하부 평판의 분산특성 159
8.1.3 하부 평판의 방사효율 특성 164
8.2 외부 보강재가 압출 패널의 진동 및 소음 특성에 미치는 영향 170
8.2.1 압출 패널 모델링 170
8.2.2 압출 패널 분산특성 171

8.2.3 압출 패널 방사효율 특성 172

8.3 요약 174

9. 결론 및 추후 연구 175

부록 A. 점 하중에 의한 띠 평판의 수직 방향 변위 178

참고 문헌 181

그림 목차

Fig. 1.1. The cross-section of many large structures such as airplain, car, ship, railway vehicle, etc. ... 1

Fig. 2.1. Coordinates and scheme of wave propagation in a single strip plate. 7

Fig. 2.2. The dispersion curves of a strip plate for (a) $\kappa_{x1,n}$ and (b) $\kappa_{x2,n}$ from n = 1 to n = 6. 9

Fig. 2.3. The dispersion curves of a strip plate for all $\kappa_{x1,n}$ and $\kappa_{x2,n}$ at n = 3. 10

Fig. 2.4. The deformation shapes of the cross-section of a strip plate. 10

Fig. 2.5. The location of a point force applied on a strip plate. 11

Fig. 2.6. The bending moment and share force of plate excited at $x = 0$ 12

Fig. 2.7. The point mobilites (a) for strip and infinite plates and (b) for strip plates n = 1~4. 15

Fig. 2.8. The point mobilites depending on (a) the plate thickness and (b) damping loss factor. 15

Fig. 2.9. The average mean-squared velocity using theoretical methods and at n = 1~4. 18

Fig. 2.10. The wave in an infinite plate contacted with a fluid. 19

Fig. 2.11. The dispersion curves of a structural wave for an infinite plate and acoustic wave. 19

Fig. 2.12. The dispersion curves of a structural wave in (a) 3D and (b) 2D views. 20

Fig. 2.13. The sound power of the simple strip plate using theoretical method at n = 1~4. 23

Fig. 2.14. short-circuiting depending on the odd and even modes. 23

Fig. 2.15. The radiation efficiency of the simple strip plate using theoretical method at n = 1~4. 24

Fig. 2.16. The coordinate of the incident wave applied on a strip plate. 25

Fig. 2.17. The coordinate of the incident wave applied on a strip plate in y-z plain. 26

Fig. 2.18. The sound transmission loss for the normal incidence (a) at n = 1, 3, 5. 32

Fig. 2.19. (a) The sound transmission loss for the oblique incidence and (b) the dispersion diagram. 32

Fig. 2.20. The magnified diagram (a) between 0 Hz and 500 Hz and (b) between 2150 Hz and 2650 Hz. 33

Fig. 2.21. The sound transmission loss for the oblique incidence. 33

Fig. 2.22. The polar coordinate for the random incidence. 35

Fig. 2.23. The sound transmission loss for the diffuse sound field by the theoretical methods. 36

Fig. 3.1. Process for using WANDS. 38

Fig. 3.2. Coordinates used to define a wave incident on the bottom plate (a) in 3D space and (b) in the *y-z* plane. 44

Fig. 3.3. The spatial windowing effects on the incident and transmitted sides of the panel. 47

Fig. 4.1. The cross-sectional model with plate elements. 50

Fig. 4.2. The dispersion diagram of theoretical and WFEM results. 51

Fig. 4.3. The deformation shape of the longitudinal wave marked with '*' in Fig. 4.2. 52

Fig. 4.4. The dispersion diagram for simply supported and fixed boundary conditions. 52

Fig. 4.5. The deformation shapes for fixed boundary conditions at cut-on frequencies. 52

Fig. 4.6. The point mobilites for strip plate using theoretical and numerical methods. 53

Fig. 4.7. (a) Image plots of the average mean-squared velocity plotted against frequency and wavenumber and (b) the average mean-squared velocity in the frequency domain using theoretical and numerical methods. 53

Fig. 4.8. The average mean-squared velocity depending on (a) the plate thickness and (b) damping loss factor. 54

Fig. 4.9. (a) Image plots of the radiated sound power plotted against frequency and wavenumber and (b) the radiated sound power in the frequency domain. 55

Fig. 4.10. The radiation efficiency using theoretical and WFE/BE methods. 55

Fig. 4.11. (a) The radiated sound power depending on the plate thickness and (b) the dispersion diagram of 9 mm thickness plate. 56

Fig. 4.12. The radiated sound power depending on damping loss factor. 57

Fig. 4.13. The radiation efficiency depending on (a) the plate thickness and (b) damping loss factor. 57

Fig. 4.14. The point mobilites for the strip plate with simply supported and fixed boundary conditions. 58

Fig. 4.15. (a) The average mean-squared velocity, (b) sound power and (c) radiation efficiency in the frequency domain for simply supported and fixed boundary conditions. 59

Fig. 4.16. The average mean-squared velocity and sound power for simply supported and fixed boundary conditions against frequency domain at 10 Hz. 59

Fig. 4.17. (a) The average mean-squared velocities, (b) radiated sound power (c) radiation efficiency for the simple strip plate averaged over all possible excitation position. 60

Fig. 4.18. The radiation efficiency for the strip, rectangular plates by Maidanik[5~8] and Xie[4]. 62

Fig. 4.19. The sound transmission loss for the normal incidence by the theoretical and WFE/BE methods. 63

Fig. 4.20. The sound transmission loss for the normal incidence by the theoretical and WFE/BE methods. 64

Fig. 4.21. The sound transmission loss for the normal incidence by the theoretical and WFE/BE methods. 65

Fig. 4.22. The sound transmission loss by normal incident wave depending on (a) the plate thickness and (b) damping loss factor. 65

Fig. 4.23. The sound transmission loss for the diffuse sound field for the simply supported and fixed boundary conditions. 66

Fig. 5.1. The WFE modeling for the plates with a single stiffener with a height of 0.1 m. 69

Fig. 5.2. (a) The dispersion diagram of the plate with a single stiffener and (b) that of symmetric modes. 70

Fig. 5.3. The deformation shapes of cross-sections of symmetric modes for the plate with a single stiffener. 70

Fig. 5.4. The dispersion diagram of symmetric modes of the plate with single stiffener and equivalent plate models. 71

Fig. 5.5. The deformation shape of the plate with a single stiffener at (a) 204 Hz and (b) 370 Hz. 72

Fig. 5.6. The dispersion diagram of antisymmetric modes of the plate with single stiffener. 73

Fig. 5.7. The deformation shapes of cross-sections of symmetric modes for the plate with a single stiffener. 73

Fig. 5.8. The averaged (a) point mobilities and (b) average mean-squared velocities for the plate with a single stiffener excited at each node. 74

Fig. 5.9. The dispersion diagram of (a) unstiffened and (b) the plate with single stiffener. 75

Fig. 5.10. The averaged (a) sound power and (b) radiation efficiency of unstiffened and the plate with single stiffener. 75

Fig. 5.11. The WFE modeling for the plates with single stiffener with a height of 0.05 m. 76

Fig. 5.12. (a) The average mean-squared velocities, (b) radiated sound power (c) radiation efficiency for the plate with a single stiffener with a height of 0.05 m and 0.1m. 77

Fig. 5.13. The modeling of the plate with three stiffeners. 78

Fig. 5.14. The dispersion diagram of the plate with three stiffeners. 79

Fig. 5.15. The deformation shapes of cross-section of stiffened plate at (a) cut-on and (b) 40 rad/m.. 80

Fig. 5.16. The deformation shapes of grouped waves of (a) first group, (b) second group and (c) third group at 40 rad/m. 80

Fig. 5.17. The (a) point mobilites and (b) average mean-squared velocities of unstiffened, stiffened plate with a single and three stiffeners. 82

Fig. 5.18. The dispersion diagram of the plate with three stiffeners. 83

Fig. 5.19. The sound power for the plate with a single and three stiffeners at 700 Hz and 1396 Hz.... 83

Fig. 5.20. The (a) sound power and (b) radiation efficiency for unstiffened, stiffened plate with a single and three stiffeners. 84

Fig. 5.21. The sound transmission loss by the normal incidence for unstiffened, stiffened plate with a single and three stiffeners. 85

Fig. 5.22. The sound transmission loss by the oblique incidence for unstiffened, stiffened plate with a single and three stiffeners. 85

Fig. 5.23. The (a) dispersion diagram and (b) image plot of trnamsission coefficient for unstiffened plate at $\phi = 90^\circ$. 86

Fig. 5.24. The (a) dispersion diagram and (b) image plot of trnamsission coefficient for stiffened plate with a single stiffener at $\phi = 90^\circ$. 87

Fig. 5.25. The (a) dispersion diagram and (b) image plot of trnamsission coefficient for stiffened plate with three stiffeners at $\phi = 90^\circ$. 87

Fig. 5.26. The sound transmission loss at diffuse sound field for unstiffened, stiffened plate with a single and three stiffeners. 88

Fig. 6.1. Schematic diagram for the double plate. 90

Fig. 6.2. The cross-section of (a) the unstiffened strip double plate and (b) the air cavity between the upper and lower plates. 91

Fig. 6.3. The dispersion diagram of the unstiffened double plate for the simply supported boundary condition at (a) both ends of the top plate and (b) both ends of the top and bottom plates... 92

Fig. 6.4. The cross-section of the double plate marked with (a) '×' and (b) '○' in Fig. 6.3(a). 93

Fig. 6.5. The cross-section of the double plate marked with '*' in (a) Fig. 6.3(a) and (b) Fig. 6.3(b). 93

Fig. 6.6. The dispersion diagram of the air cavity between upper and lower plate. 93

Fig. 6.7. The pressure distribution of the air cavity between the top and bottom plate marked with (a) '○', (b) '×' (c) '□' and (d) '*' in Fig. 6.6. 94

Fig. 6.8. The dispersion diagram of the unstiffened double plate coupled with the air cavity. 95

Fig. 6.9. (a) The cross-section of the double plate and (b) the pressure distribution marked with '**o**', and (c) The cross-section of the double plate and (d) the pressure distribution marked with '○' in Fig. 6.8(b) 95

Fig. 6.10. (a) The cross-section of the double plate and (b) the pressure distribution marked with '×', and (c) The cross-section of the double plate and (d) the pressure distribution marked with '×'. 96

Fig. 6.11. (a) The cross-section of the double plate and (b) the pressure distribution marked with ''.. 96

Fig. 6.12. The (a) average mean-squared velocity, (b) sound power and (c) radiation efficiency of unstiffened double plate without and with the air cavity. 97

Fig. 6.13. The average mean-squared velocity and sound power of the unstiffened double plate without and with the air cavity against the wavenumber at (a) 10 Hz and (b) 1 kHz. 98

Fig. 6.14. The cross-section of the infinite double plate excited by incident wave. 99

Fig. 6.15. The STL through the strip double plate without and with the air cavity and infinite double plate by normal incident wave. 100

Fig. 6.16. The STL through the strip double plate without and with the air cavity for the diffuse sound field. 100

Fig. 6.17. The cross-section of the stiffened strip double plate with (a) a single stiffener and (b) the three stiffeners. 101

Fig. 6.18. The dispersion diagram of the stiffened double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners without the air cavity. 102

Fig. 6.19. The dispersion diagram of the air cavity between the top and bottom plates in the stiffened double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners. 103

Fig. 6.20. The dispersion diagram of the stiffened double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners coupled with the air cavity. 104

Fig. 6.21. The average mean-squared velocity of the stiffened double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners without and with the air cavity. 105

Fig. 6.22. The radiated sound power of the stiffened double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners without and with the air cavity. 105

Fig. 6.23. The radiation efficiency of the stiffened double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners without and with the air cavity. 106

Fig. 6.24. The radiation efficiency of single strip plate and double plate with a single stiffener and three stiffeners. 107

Fig. 6.25. The radiation efficiency of double and thick plates. 107

Fig. 6.26. The STL through the strip double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners without and with the air cavity by normal incident wave. 109

Fig. 6.27. The STL through the strip double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners without and with the air cavity for the diffuse sound field. 109

Fig. 7.1. (a) An example of cross-section of a railway vehicle and (b) A specimen of an extruded floor panel for a railway vehicle. 111

Fig. 7.2. Cross-sectional WFE model of the extruded panel. (Dots represent nodes in each model.) 112

Fig. 7.3. The damping loss factors for the top compound plate and the bottom purely aluminium plate. 114

Fig. 7.4. WBE model for external air. (Dots represent nodes in each model.) 115

Fig. 7.5. WFE model for internal air. (Dots represent nodes in each model.) 116

Fig. 7.6. Dispersion diagrams of the extruded panel with (a) free boundary conditions and (b) simply supported boundary conditions. (Acoustic wavenumber is added with a thin dashed line; the vertical bending wave of an equivalent plate is presented with a dash-dotted line; two thick dashed lines in Fig. 7.6(b) are two first order waves of a single bay of the top plate having a width of 0.153 m with simply supported and fixed boundary conditions at both ends.) 117

Fig. 7.7. The deformation shapes of two waves marked in Fig. 7.6(b) with (a) '×' at 91 Hz and 0.6 rad/m, and (b) '○' at 710 Hz and 26 rad/m. 118

Fig. 7.8. (a) The dispersion diagram of the extruded panel in Fig. 7.6(b) replotted in linear scale and (b) the magnified diagram between 700 Hz and 2 kHz. (The thin dashed and dash-dotted lines are the same as in Fig. 7.6(b).) 119

Fig. 7.9. The deformation shapes of the wave chosen in Fig. 7.8(a) '×' at 812 Hz and 1.4 rad/m, (b) '□' at 939 Hz and 6.5 rad/m, (c) '+' at 1129 Hz and 15.6 rad/m, (d) '*' at 1418 Hz and 25.1 rad/m, (e) '○' at 1929 Hz and 38.2 rad/m, and (f) '△' at 4135 Hz and 72.9 rad/m. 120

Fig. 7.10. Dispersion diagrams of the extruded panel coupled with the internal air with (a) free boundary conditions and (b) simply supported boundary conditions. 120

Fig. 7.11. Image plots of the average mean-squared velocity of the panel for excitation in the middle of a strip at (a) P1 (or P2) and (b) P3, plotted against frequency and wavenumber. 122

Fig. 7.12. The deformation shapes of the waves marked with (a) ‘ * ’ at 513 Hz and 8.4 rad/m and (b) ‘○’ at 634 Hz and 8.4 rad/m in Fig. 7.13(a). 123

Fig. 7.13. Image plots of the average mean-squared velocity of the panel for excitation on a stiffener at (a) P4 and (b) P5, plotted against frequency and wavenumber. 123

Fig. 7.14. The deformation shapes of the waves marked with (a) ‘×’ at 500 Hz and 0.2 rad/m and (b) ‘+’ at 669 Hz and 0.2 rad/m in Fig. 7.16(a). 124

Fig. 7.15. Comparison of the average mean-squared velocity of the panel, predicted from P1 (or P2), P3, P4 and P5 excitations in the frequency domain (integrated over the wavenumber). 124

Fig. 7.16. Comparison of the (a) average mean-squared velocity of the top and bottom panels, predicted from P1 (or P2), P3, P4 and P5 excitations in the frequency domain (integrated over the wavenumber) and (b) level difference of the average mean-squared velocity between top and bottom panels. 125

Fig. 7.17. Image plots of the radiated sound power of the panel for excitation in the middle of a strip at (a) P1 (or P2) and (b) P3, plotted against frequency and wavenumber. 126

Fig. 7.18. Image plots of the radiated sound power of the panel for excitation on a stiffener at (a) P4 and (b) P5, plotted against frequency and wavenumber. 126

Fig. 7.19. Comparison of (a) radiated sound power and (b) radiation efficiency of the panel, predicted from P1 (or P2), P3, P4 and P5 excitations in the frequency domain (integrated over the wavenumber). 127

Fig. 7.20. Comparison of the averaged mean-squared velocity with free, simply supported and clamped boundary conditions, at predicted from (a) P1 (or P2) and (b) P4. 128

Fig. 7.21. Comparison of the level difference of the average mean-squared velocity between top and bottom panels with free, simply supported and clamped boundary conditions, at predicted from (a) P1 (or P2) and (b) P4. 128

Fig. 7.22. Comparison of (a) radiated sound power and (b) radiation efficiency of the panel for excitation in the middle of a strip at P1 (or P2) with closed boundary and rigid baffle boundary. 129

Fig. 7.23. Comparison of (a) radiated sound power and (b) radiation efficiency of the panel for excitation on a stiffener at P4 with closed boundary and rigid baffle boundary. 129

Fig. 7.24. Comparison of the radiated sound power with free, simply supported and clamped boundary conditions, predicted from (a) P1 (or P2) and (b) P4. 130

Fig. 7.25. Comparison of radiation efficiency with free, simply supported and clamped boundary conditions, predicted from (a) P1 (or P2) and (b) P4. 130

Fig. 7.26. Comparison of (a) the averaged mean-squared velocity, (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency, predicted from P1 (or P2) at η_{al} =0.002, 0.005, 0.01, η_{co} =0.02..... 132

Fig. 7.27. (a) The average mean-squared velocity and (b) radiated sound power of the panel at η_{al} =0.002, 0.005, 0.01, η_{co} =0.02 against wavenumber at 1 kHz for the strip excitation (P1 or P2)..... 133

Fig. 7.28. Comparison of (a) the averaged mean-squared velocity, (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency, predicted from P1 (or P2) at η_{al} =0.005, η_{co} =0.01, 0.02, 0.05..... 134

Fig. 7.29. Comparison of (a) the averaged mean-squared velocity, (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency, predicted from P4 at η_{al} =0.002, 0.005, 0.01, η_{co} =0.02 and η_{al} =0.005, η_{co} =0.01, 0.02, 0.05..... 135

Fig. 7.30. Image plots of (a) the average mean-squared velocity and (b) radiated power of the panel with the air cavity for excitation in the middle of a strip at P1 (or P2), plotted against frequency and wavenumber..... 136

Fig. 7.31. Image plots of (a) the average mean-squared velocity and (b) radiated power of the panel with the air cavity for excitation on a stiffener at P4, plotted against frequency and wavenumber. 136

Fig. 7.32. Comparison of (a) the averaged mean-squared velocity, (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency with the air cavity, predicted from P1 (or P2). 137

Fig. 7.33. (a) The average mean-squared velocity and (b) radiated sound power of the panel with and without air-filled cavity against wavenumber at 1 kHz for the strip excitation..... 138

Fig. 7.34. Comparison of (a) the averaged mean-squared velocity, (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency with the air cavity, predicted from P4..... 138

Fig. 7.35. (a) Predicted STLs through the extruded panel and (b) image plot of the transmission coefficient $\tau(\chi)$ for simply supported boundary conditions against frequency and wavenumber..... 140

Fig. 7.36. The STLs with free, simply supported and clamped boundary conditions..... 141

Fig. 7.37. The effects of damping loss factors of (a) aluminium and (b) compound on the STLs. 142

Fig. 7.38. The STL without and with air cavity. 142

Fig. 7.39. The STL without and with window by (a) normal incidence ($\phi = 90^\circ$, $\chi = 90^\circ$) and (b) oblique incidence ($\phi = 90^\circ$, $\chi = 45^\circ$)..... 143

Fig. 7.40. The power ratio before and after windowing effects by (a) normal incidence ($\phi = 90^\circ$, $\chi = 90^\circ$) and (b) oblique incidence ($\phi = 90^\circ$, $\chi = 45^\circ$). 144

Fig. 7.41. The STLs (a) with rectangular and Hanning windows and (b) with 1.5 m and 3 m length rectangular windows. 145

Fig. 7.42. The cross section of the panel and measured points for the point mobilities [12]. 146

Fig. 7.43. Comparison of point mobilities obtained from numerical simulation and experiments at (a) S1 and S4, and (b) S2 and S3 on the bottom plate. 146

Fig. 7.44. Comparison of point mobilities obtained from numerical simulation and experiments at (a) S5 and S9, (b) S6 and S8, and (c) S7 and S10 on the top plate. 147

Fig. 7.45. Experimental setting for the sample extruded panel [34]. 149

Fig. 7.46. The locations of five excitation points applied on the bottom plate. 149

Fig. 7.47. Comparison of point mobility obtained from numerical simulation and experiments [34] for (a) strip excitations at P1 and (b) stiffener excitations at P4. 150

Fig. 7.48. Comparison of averaged mean-squared velocity obtained from numerical simulation and experiments for (a) strip excitations at P1, P2 and P3 and (b) stiffener excitations at P4 and P5. 151

Fig. 7.49. Comparison of the vibration level difference between the top and bottom plates obtained from numerical simulation and experiments for (a) strip excitations at P1, P2 and P3 and (b) stiffener excitations at P4 and P5. 152

Fig. 7.50. Comparison of radiation efficiencies obtained from numerical simulation and experiments for (a) strip excitations at P1, P2 and P3 and (b) stiffener excitations at P4 and P5. 153

Fig. 7.51. The cross-section of the extruded panel mounted between two rooms. 153

Fig. 7.52. Comparison of STLs obtained from the numerical simulation and experiments. 155

Fig. 8.1. The cross-section model of the extruded panel and location of the point force in the numerical model. 157

Fig. 8.2. The cross-sectional models for (a) Type 2 and (c) Type 3. 158

Fig. 8.3. The notation of each bay in the bottom plates. 159

Fig. 8.4. (a) The dispersion diagrams of Type 1 marked with a blue and a red curve and (b) the mode shapes of a blue and a red curve at 60 rad/m. 160

Fig. 8.5. (a) The dispersion diagrams of Type 1 marked with blue and red curves and (b) the mode shapes of one of blue and red curves at 60 rad/m. 160

Fig. 8.6. (a) The dispersion diagram of Type 2 and (b) the mode shape marked with ‘o’ and ‘+’ in Fig. 8.6(a)..... 161

Fig. 8.7. (a) The dispersion diagram of Type 2 and (b) the mode shape marked with ‘o’ and ‘+’ in Fig. 8.7(a)..... 161

Fig. 8.8. (a) The dispersion diagram of Type 2 and (b) the mode shape marked with ‘o’ and ‘+’ in Fig. 8.8(a)..... 162

Fig. 8.9. (a) The dispersion diagram of Type 2 and (b) the mode shape marked with ‘o’ and ‘+’ in Fig. 8.9(a)..... 163

Fig. 8.10. The dispersion diagram of Type 3. 163

Fig. 8.11. (a) The mode shape marked with ‘o’ and ‘+’ in Fig. 8.11(a) and (b) in Fig. 8.11(a)..... 164

Fig. 8.12. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 1 excited at P1 (or P2). 165

Fig. 8.13. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 2 excited at P1 (or P2). 165

Fig. 8.14. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 3 excited at P1 (or P2). 166

Fig. 8.15. (a) The dispersion diagram of Type 2 and (b) the mode shape marked with ‘+’ and ‘o’ in Fig. 8.15(a)..... 166

Fig. 8.16. (a) The average mean-squared velocity and (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency by the point force at P1 (or P2) for Type 1, Type 2 and Type 3..... 167

Fig. 8.17. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 2 excited at P3. 167

Fig. 8.18. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 2 excited at P3. 168

Fig. 8.19. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 2 excited at P3. 168

Fig. 8.20. (a) The average mean-squared velocity and (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency by the point force at P1 (or P2) for Type 1, Type 2 and Type 3..... 169

Fig. 8.21. The cross-sectional models for (a) Type 4 and (c) Type 5..... 170

Fig. 8.22. The dispersion diagram of (a) Type 4 and (b) Type 5..... 171

Fig. 8.23. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 4 excited at P1 (or P2). 172

Fig. 8.24. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 4 at P3. 172

Fig. 8.25. Radiation efficiency for Type 2 and Type 4. 173

Fig. 8.26. Radiation efficiency for Type 4 and Type 5. 173

표 목차

Table 2.1. Dimensions and material properties of a single strip plate. 7

Table 4.1. Difference(%) of cut-on frequency between numerical results and theoretical ones modeled with plate elements. 50

Table 5.1. Dimensions and material properties of the strip stiffened plate with a single stiffener..... 69

Table 7.1. Properties and dimensions of the extruded panel. 113

Table 7.2. The coordinates of excitation points represented in Fig. 7.46. (The origin is at the top left-hand corner of the plate.) 149

Table 7.3. The resonance frequencies corresponding to the global wave modes [22]. 151

1. 서론

1.1 배경지식

요즘 선박이나 해양 구조물, 철도차량과 같은 운송 수단의 에너지 절감을 위한 노력이 많이 이루어 지고 있다. 그 노력의 일환으로 구조물의 강성은 유지되면서 질량을 줄여 주기위해 Fig. 1.1에 나타낸 구조물의 단면을 통해 알 수 있듯이 보강판 및 이중 평판이 사용되고 있다. 하지만 이러한 패널은 동일한 질량을 가지는 평판에 비해 차음 성능이 취약하여 상당한 소음 문제가 발생한다. 따라서 구조물의 진동 및 소음 특성을 예측하기 위해서는 기본 구성 요소로써 복잡한 형상을 가진 이중 평판의 기본적인 진동 및 음향 특성을 이해하는 것이 필요하다.

하지만 이론 해석 또는 유한요소법, 경계요소법과 같은 기존의 수치해석 방법으로는 복잡한 단면 형상을 가지는 이중 보강 패널의 진동 및 음향 특성을 수 kHz의 고주파수 대역까지 예측하는데 어려움이 있다. 이러한 해석의 어려움으로 인해 복잡한 형상을 가진 패널의 진동 및 음향 성능은 주로 실험을 통해 예측되고 있으나 시편 제작의 어려움과 비용 문제 등으로 인해 제한적으로만 수행되고 있다. 기존의 실험

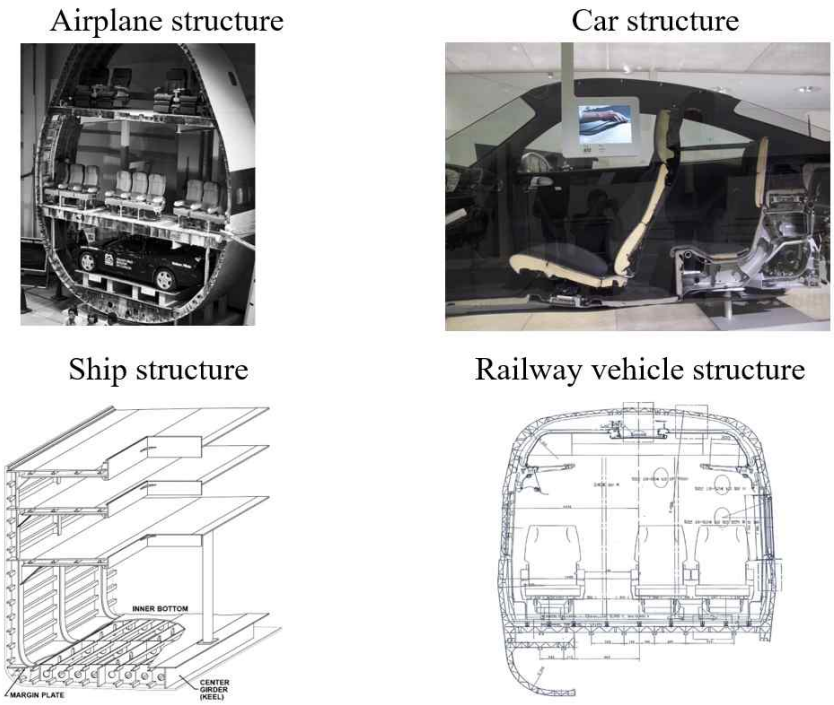


Fig. 1.1. The cross-section of many large structures such as airplain, car, ship, railway vehicle, etc.

데이터에 의존한 복잡한 패널의 설계는 데이터 부족으로 인해 설계 단계에서 설계 변경에 의한 음향 성능의 변화를 예측하기 어렵다. 하지만 만약 설계 단계에서부터 음향학적 성능을 고려한 복잡한 패널의 설계가 가능하다면 저소음 실내 환경을 갖춘 운송수단 개발에 기여(설계 기간 단축, 비용 절감 등) 할 수 있을 것이다.

1.2 선행연구

양단이 단순 지지된 띠 평판의 파동 전파특성 및 가진 응답에 대해서는 참고문헌[1~3]에 이론적으로 잘 연구되어 있다. Xie[4]는 Maidanik[5]외 여러 연구자들로부터 유도된 사각평판의 방사효율[6~8]을 계산하는데 사용했던 모드 합산 방식(modal summation method)을 적용하여 띠 평판의 방사효율을 계산하는 근사식을 유도했다. 하지만 그의 연구에 사용된 띠 평판은 폭과 길이 간의 큰 종횡비를 가지는 것으로 정의하고 있어 띠 평판이 무한한 길이를 가지고 있다고 정의한 본 연구와는 차이가 있다. Prasetiyo[3]는 파수 영역 기법(wavenumber domain approach)을 사용해서 점 하중이 띠 평판에 가해졌을 때 띠 평판의 음향 방사에 대해서 연구하였고 Xie의 방사효율 근사식과 유사한 방사효율을 계산하였다.

그러나 본 연구에서 대상으로 하는 이중 평판은 복잡한 형상으로 인해 이론적인 해석을 수행하는데 어려움이 따른다. 따라서 수치 해석 적인 방법의 도입이 필요하며 띠 평판과 같은 도파관 구조물의 진동해석에서는 도파관 유한요소법(waveguide finite element method)이 효과적으로 적용될 수 있다. WFE 방법은 도파관 구조물의 단면만을 유한요소 모델링하므로 모델의 크기가 작고 연산속도가 빠르다는 장점을 가진다.[9] Orrenius와 Finnveden[10]은 보강 띠 평판에 대해 이 방법을 사용하여 분산선도를 구하고 보강재의 효과를 살펴보면서 보강 띠 평판에 존재하는 파동의 전파 특성을 연구하였다. 그들의 연구로부터 고주파수 대역에서 인접한 두 보강재가 경계를 이루는 스트립(또는 베이)을 따라 전파되는 파동이 존재한다는 것이 발견되었다. 하지만 보강 판의 진동 및 소음 특성에 대해서는 살펴보지 않았다. 평판에서 발생하는 소음을 계산하기 위해서는 WFE 방법에 경계 요소를 결합한 WFE/BE 방법을 통해서 계산할 수 있다. Kim과 Ryue[11]는 단일 및 이중 보강 평판의 방사 효율을 수치해석 하였고 보강재와 이중 보강 층이 방사효율에 미치는 효과에 대해서 연구했다. 하지만 상대적으로 단순한 단면 형상을 갖는 압출 패널에 대해 연구하였다. Zhang외 여러 연구자들[12]은 이중 패널의 내부 보강재 배열의 변화가 이중 패널의 음향 투과손실에 미치는 영향에 대해 연구했다.

Kim과 Ryue[13]는 복잡한 단면 형상을 갖는 철도차량용 압출패널에 대해 연구했다. 그들은 특히 패널이 임의로 잘리게 됨으로써 생기는 가장자리 경계가 음향 투과손실에 미치는 영향을 연구했다.

WFE/BE 방법 외에도 중고주파수 대역의 진동 및 소음 특성을 해석에 유용한 수치해석 방법으로 통계적 에너지 분석 (SEA) 기법이 있다. Shaw[14]는 SEA 기법을 적용하여 압출 패널로 구성된 열차의 내부 소음을 예측하였다. Xie 외 여러 연구자들[15]은 SEA 모델을 개발하기 위해 압출 패널의 모드 개수와 모달 밀도를 연구했다. 그들은 이 모델을 사용하여 압출 패널의 복사 효율을 예측했다. [16]

Chronopoulos 외 여러 연구자들[17]은 샌드위치 패널에 대한 복사 효율과 STL을 예측하기 위해 주기적인 단위 셀 (periodic unit cell, PUC) 방법으로도 알려진 2D 파동 유한 요소 방법(wave finite element method)과 결합된 SEA를 사용했다. Kohrs [18]는 경사 또는 수직 내부 보강재로 연결된 경량의 이중 판을 통한 파 전파를 조사하기 위해 PUC 방법을 사용했다. Orrenius 외 여러 연구자들[19]은 PUC 및 2.5D WFE 방법을 모두 검토하고 비교하여 복잡한 모양의 압출 패널을 비롯한 여러 구조물에 적용하였다. 두 방법 모두 음향 파워를 계산하는데 Rayleigh 적분이 사용되었다. 이 연구들은 압출 패널의 방사 효율과 음향 투과손실을 예측하는데 적용 가능하다는 것을 보여주었다.

파수 영역 분석은 패널이 길이 방향으로 무한 하다고 가정한다. 실제 패널의 유한 길이를 반영하기 위해 Orrenius 외 여러 연구자들[19]은 Rayleigh-Ritz 방법을 WFE 방법에 도입했다. 그러나 이 결합된 방법에 사용된 모드 합산 방식은 높은 계산 비용을 필요로 한다. 대안으로, 공간 윈도우 기법이 또한 파수 도메인 분석에 적용될 수 있다. Villot 외 여러 연구자들[20]은 폭과 길이 방향으로 공간 윈도우 함수를 적용하여 단순 평판의 방사 효율과 음향 투과손실을 예측했다. 직교 보강 패널의 STL의 경우, Legault 외 여러 연구자들[21]은 패널의 굽힘 파장이 보강재 간격보다 작은 중, 고주파수 대역에서 보강된 판에 대해 공간 윈도우 기법이 효과적이라는 것을 발견했다.

복잡한 형상의 압출패널에 대한 실험적 연구도 다양하게 수행되었다. Müller[22]는 철도 차량의 전형적인 바닥 패널인 복잡한 형상을 가진 압출 패널의 방사 효율과 음향 투과손실을 측정했다. Nilsson 외 여러 연구자들[23]은 다른 시험 조건에서 같은 압출 패널에 대한 음향 투과손실을 측정했다. 이 실험에서 Müller는 두 개의 잔향실 (reverberation chamber) 사이의 구멍에 압출 패널을 설치했지만, Nilsson 외 여러

연구자들은 잔향실과 무향실을 사용했다. Orrenius 외 여러 연구자들[19]도 실험 결과를 제시하고 열차 바닥 패널의 측정된 음향 투과손실을 PUC 및 WFE 방법에서 얻은 결과와 비교했다.

1.3 연구 목표 및 내용

본 연구의 목표는 도파관 유한 요소/경계 요소 (waveguide finite element and boundary element, WFE/BE) 방법이 고주파수 대역에서 폭에 비해 길이가 긴 도파관 구조물의 진동 및 소음해석에 유효한지 확인함과 더불어 여러 단면 형상을 가지는 이중 평판의 구조 음향 특성을 신뢰성 있게 예측하는 것이다.

본 연구에서 사용되는 수치해석 기법인 도파관 유한 요소 (waveguide finite element, WFE) 방법은 2차원 단면만 유한요소로 모델링하고 길이 방향으로는 단순조화운동을 한다고 가정한다. 도파관 구조물의 파워를 계산하기 위해서 WFE와 닿아 있는 유체를 경계요소(boundary element)로 모델링하며 구조물과 연성 시킨다. WFE/BE 방법은 2차원 단면만을 모델링하여 해석하므로 다루어야 하는 모델의 크기가 작고 연산속도가 빠르다는 장점이 있다. 따라서 단면의 형상이 복잡한 이중 보강 띠 평판의 경우 기존의 유한요소법에 비해 해석 모델의 크기가 훨씬 줄어들어 유한요소법보다 더 높은 주파수 대역까지 해석이 가능하다. 본 연구에서는 해석의 어려움을 완화하고자 복잡한 형상을 가진 이중 평판을 도파관 구조물로 단순화시켜 다루고자 한다. 특히 선체 외판이나 철도차량에 사용되는 보강판은 가로와 세로의 비가 큰 경우가 많으므로 이러한 가정이 유효하다.

본 논문의 2장에서는 단순 띠 평판의 이론해석에 대해 알아본다. 먼저 분산선도를 통해 단순 띠 평판의 파동전파 특성을 살펴보고, Prasetiyo[3]가 사용한 파수 영역 기법을 이용해 기계적 가진에 의한 무한길이 띠 평판의 방사효율 특성에 대해 살펴본다. 또한 음향학적 가진에 의한 음향 차단 특성에 대해 살펴본다.

3장에서는 본 연구에 사용되는 도파관 유한요소/경계요소(WFE/BE) 방법을 소개한다. 또한 WFE/BE 해를 이용한 시간 및 공간에 대한 평균 속도, 음향파워의 계산뿐만 아니라 음향 투과손실을 계산하는 방법에 대해 알아본다. 음향 투과손실의 경우에 한해서 공간 윈도우 함수를 적용하는 방법에 대해 알아본다.

4장에서는 이 수치해석 기법을 단순 띠 평판에 적용시켜 2장에서 얻은 이론해석 결과와 비교를 통해 이 해석기법의 타당성을 확인한다. 또한 이론 해석으로는 구현하기 어려운 양단에 고정지지 경계조건을 적용한 단순 띠 평판의 진동 및 소음 특성에 대해 살펴보고 경계조건의 변화가 단순 띠 평판의 진동 및 소음에 어떠한 영향을 미치는지 살펴본다.

5장에서는 WFE/BE 방법을 이용해 보강 띠 평판의 진동 및 소음을 해석한다. 해석 모델로는 하나와 세 개의 보강재를 가지는 띠 평판과 세 개의 보강재를 가지는 이중 띠 평판을 선정하였다. 하나와 세 개의 보강재를 가지는 띠 평판의 분산선도에 대해서는 Orrenius와 Finnveden[10]가 연구한 내용을 확인해보고, 외력이 주어졌을 때 보강 띠 평판과 이중 띠 평판의 진동과 소음을 해석하고, 이를 통해 보강재가 띠 평판의 진동 및 소음 방사 특성에 미치는 영향을 살펴본다.

6장에서는 단순 이중 띠 평판과 보강 이중 띠 평판의 진동 및 소음을 해석한다. 이중 평판의 경우 두 평판 사이에 존재하는 공기층이 평판의 진동 및 소음 특성에 큰 영향을 주기 때문에 이 영향에 대해 자세히 살펴보기 위해 내부 유체를 고려하였다. 이중 평판의 사이에 존재하는 내부 유체가 이중 편판의 파동 전파 특성, 방사효율, 음향 투과손실 특성에 미치는 영향에 대해 살펴본다.

7장에서는 복잡한 형상을 가지는 평판의 진동 및 소음 특성을 기계적 가진의 경우와 음향 가진의 경우로 나누어 살펴본다. 우선 기계적 가진의 경우에는 두가지 유형의 가진 위치가 고려되었다. 하나는 스트립 중앙을 가진(스트립 가진)하는 경우이고 나머지 다른 하나는 보강재 위를 가진(보강재 가진)하는 경우이다. 두가지 경우에 대해 압출 패널의 진동 및 소음 특성을 살펴보고 차이에 대해 살펴본다. 음향 가진의 경우에는 확산 음장에서의 음향 투과손실이 예측된다. 또한 상부와 하부 평판 사이의 내부 공기가 방사효율과 음향 투과손실에 미치는 영향에 대해 살펴본다. 음향 투과손실의 경우 양단의 경계조건을 변화시켜 경계 조건의 변화에 따른 음향 투과손실의 변화에 대해 살펴본다. 또한 음향 투과손실 해석에 공간 윈도우 함수를 적용해 유한길이 효과에 대해 살펴본다. 마지막으로 압출패널의 방사효율과 음향 투과손실 예측 결과는 1.5 m 길이의 압출 패널의 실험 결과와 비교된다.

8장에서는 스트립 가진의 경우 압출 패널의 외부 보강재가 패널의 진동 및 소음에 미치는 영향에 대해 살펴본다. 외부 보강재의 영향을 명확히 살펴 보기위해 외부

보강재가 부착된 하부 평판만 모델링하여 보강재의 유무 및 재배치에 의한 방사효율의 변화에 대해 알아본다. 외부 보강재의 효과에 대해 확인후 하부 평판에 나타났던 외부 보강재의 효과가 압출 패널의 진동 소음 특성에도 나타나는지 확인한다.

2. 단순 띠 평판의 이론 해석

본 연구에서 가장 기본 구조물인 단순 띠 평판은 복잡한 형상을 가진 띠 평판과는 달리 이론 해석이 상대적으로 용이하다. 따라서 이번 장에서는 단순 띠 평판의 진동 및 소음 특성에 대해 이론 해석한다.

2.1 단순 띠 평판의 자유 진동

단순 띠 평판의 자유 진동에 대해 살펴보기 위해 y 방향으로 l_y 의 폭과 x 방향으로 무한 길이를 가지는 평판을 Fig. 2.1에 나타냈다. 본 논문에 사용된 평판의 재질은 알루미늄이며, 판의 제원 및 물성치는 Table 2.1에 나타냈다.

단순 평판의 수직 방향 변위를 $w(x,y,t)$ 라고 하면, 평판의 운동 방정식은 식(2.1)과 같이 표현된다. [1, 2]

$$D\left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4}+2\frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2}+\frac{\partial^4 w}{\partial y^4}\right)+\rho h\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}=0\,. \tag{2.1}$$

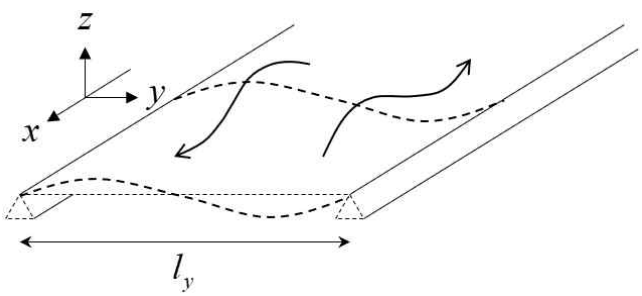


Fig. 2.1. Coordinates and scheme of wave propagation in a single strip plate.

Table 2.1. Dimensions and material properties of a single strip plate.

Parameters	Value	Parameters	Value
Young's modulus, E	$7.1\text{x}10^{10}$ N/m^2	Width, l_y	1 m
Poisson's ratio, ν	0.332	Density, ρ	$2.7\text{x}10^3$ kg/m^3
Thickness, h	6 mm	Damping loss factor, η	0.1

여기에서 D는 평판의 굽힘 강성($D=\frac{Eh^3}{12\left(1-\nu^2\right)}\left(1+\mathrm{j}\eta\right)$), E는 영률, h는 판의 두께, ν 는 프아송 비, ρ 는 판의 밀도, η 는 구조물의 감쇠 손실 계수이다. 이 평판이 Fig. 2.1에 나타낸 것처럼 양단(y = 0과 $y=l_y$)에서 단순지지 경계조건을 가진 다면 식(2.2)와 같이 sine 함수로 표현할 수 있다.

$$w\left(x,y,t\right)=\sum_{n=1}^{\infty}w_n\sin\left(\kappa_{y,n}y\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_{x,n}x}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\ . \tag{2.2}$$

여기에서 $\kappa_{y,n}$ 는 폭 방향 파수($\kappa_{y,n}=\frac{n\pi}{l_y}$), n은 y 방향 모드의 차수, $\kappa_{x,n}$ 은 n 번째 차수를 갖는 파동의 x 방향 파수, ω 는 각 주파수(angular frequency)를 뜻한다. 식(2.2)를 식(2.1)에 대입하면

$$\left(\kappa_{x,n}^4+2\kappa_{x,n}^2\kappa_{y,n}^2+\kappa_{y,n}^4\right)-\omega^2\frac{\rho h}{D}=0\,, \tag{2.3}$$

이 되며, 식(2.3)을 정리하면 식(2.4)의 관계를 얻는다.

$$\left(\kappa_{x,n}^2+\kappa_{y,n}^2\right)^2=\kappa_B^4\,. \tag{2.4}$$

여기에서 κ_B 는 평판 구조물의 파수($\kappa_B=\sqrt{\omega}\left(\frac{\rho h}{D}\right)^{\frac{1}{4}}$)를 나타낸다. 식(2.4)로부터 $\kappa_{x,n}$ 을 구하면

$$\kappa_{x1,n}=\pm\sqrt{\kappa_B^2-\kappa_{y,n}^2}\ , \tag{2.5}$$

$$\kappa_{x2,n}=\pm\sqrt{-\kappa_B^2-\kappa_{y,n}^2}\ , \tag{2.6}$$

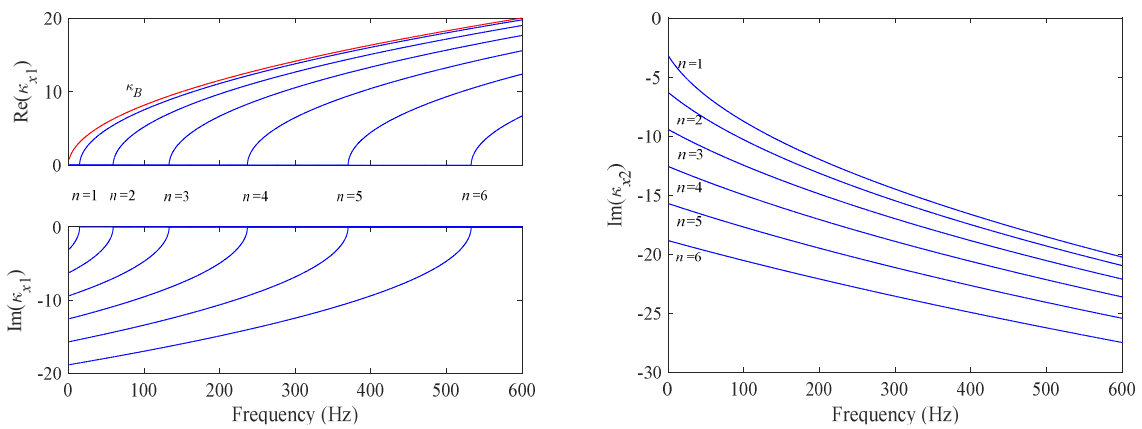
과 같다. 식(2.5)와 식(2.6)에 나타낸 4개의 파수 중 실수인 파수는 x 방향으로 진행하는 파동(propagating wave)을 나타내며 허수인 파수는 전파되지 않고 금방 감쇠되는 근접장 파동(nearfield wave)을 나타낸다. $\kappa_B<\kappa_{y,n}$ 인 저주파수 영역에서는 식(2.5)와 식(2.6)에 있는 4개의 파수가 전부 허수 이므로 4개의 파동이 모두 근접장 파동이다. $\kappa_B>\kappa_{y,n}$ 인 경우에는 식(2.5)에서 얻은 2개의 파수는 실수가 되어 전파하는 파동을 나타내며, 식(2.6)에서 얻은 나머지 2개의 파수는 허수가 되어 근접장 파동을 나타낸다. 마지막으로

$\kappa_B = \kappa_{y,n}$ 일 때는 식(2.5)와 식(2.6)의 모든 파수가 0이 되며, 이때의 주파수를 cut-on 주파수라고 칭한다. 식(2.4)로부터, n 번째 파동의 cut-on 주파수는 식(2.7)로 표현된다.

$$\omega_n = \kappa_{y,n}^2 \left(\frac{D}{\rho h} \right)^{\frac{1}{2}}. \tag{2.7}$$

식(2.5)와 식(2.6)에서 양의 값을 가지는 파수는 양의 방향으로 진행하는 파동을 나타내며 음의 값을 가지는 파수는 음의 방향으로 진행하는 파동을 나타낸다. $\kappa_{x1,n}$ 과 $\kappa_{x2,n}$ 의 분산선도를 Fig. 2.2(a)와 Fig. 2.2(b)에 각각 나타냈다. 실선은 구조물의 굽힘 파수, 점선은 y 방향 n 번째 차수 파동의 x 방향 파수를 의미한다. Fig. 2.2를 보면 알 수 있듯이 $\kappa_{x1,n}$ 이 cut-on 되기 전에는 근접장 파동으로 존재하다가 cut-on된 이후에는 진행파가 되어 x 방향을 따라 전파된다. 한편 Fig. 2.2(b)를 보면 $\kappa_{x2,n}$ 은 처음부터 허수의 값을 가지며 주파수가 증가해도 허수를 유지하므로 근접장 파동만 존재한다. $\kappa_{x1,n}$ 과 $\kappa_{x2,n}$ 4개의 파동을 동시에 살펴보기 위해 n = 3일 때 4개 파수의 분산곡선을 3차원으로 Fig. 2.3에 나타냈다. Fig. 2.3를 통해 4개의 파수가 cut-on 전에는 4개의 허수 cut-on 후에는 2개의 실수와 2개의 허수로 존재하는 것을 알 수 있다.

Fig. 2.4는 Fig. 2.2의 파동들이 cut-on 되는 부분에서 n 의 변화에 따른 y 방향 단면의 변위를 나타내고 있다. 이를 통해 평판 단면의 변형이 sine 함수 형태인 것을 확인할 수 있다.



(a) (b)

Fig. 2.2. The dispersion curves of a strip plate for (a) $\kappa_{x1,n}$ and (b) $\kappa_{x2,n}$ from n = 1 to n = 6.

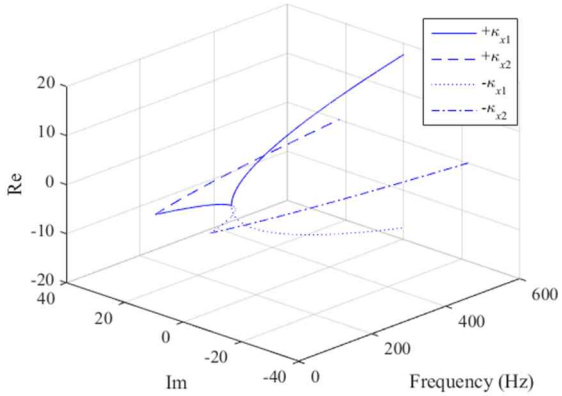


Fig. 2.3. The dispersion curves of a strip plate for all $\kappa_{x1,n}$ and $\kappa_{x2,n}$ at n = 3.

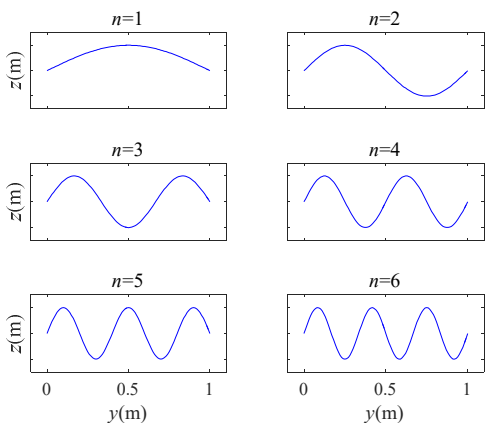


Fig. 2.4. The deformation shapes of the cross-section of a strip plate.

2.2 점 하중에 의한 단순 띠 평판의 진동

2.2.1 강제 진동

Fig. 2.5에 나타낸 것처럼 평판에 점 하중(기계적 가진)이 가진 되는 경우 외력(F)을 고려해주면 식(2.1)은 식(2.8)로 나타낼 수 있다.

$$D\left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4}+2\frac{\partial^4 w}{\partial x^2\partial y^2}+\frac{\partial^4 w}{\partial y^4}\right)+\rho h\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}=F\ . \tag{2.8}$$

위 식에서 평판의 수직방향 변위 $w(x,y)$는 각각의 n에 대해 4개의 파동들이 존재하므로 식(2.9)와 같이 파동들의 합으로 표현할 수 있다.

$$w(x,y)=\sum_{n=1}^{\infty}\left\{A_{1,n}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_{x1,n}x}+A_{2,n}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_{x2,n}x}+A_{3,n}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_{x1,n}x}+A_{4,n}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_{x2,n}x}\right\}\sin\left(\kappa_{y,n}y\right). \tag{2.9}$$

여기에서 $A_{1,n}$, $A_{2,n}$, $A_{3,n}$ 그리고 $A_{4,n}$은 4개 파동의 크기를 나타내는 계수이다. 평판에 작용하는 외력은 $f(x,y)=f_x(x)f_y(y)$로 나타낼 수 있으며, 점 하중이 $(0, y_0)$에 작용할 때 $f_x(x)=\delta(0)$, $f_y(y)=F\delta(y-y_0)$이 된다. $f_x(x)$를 파수 영역으로 Fourier 변환시키면 모든 파수에 대해 상수가 되는 반면 $f_y(y)$는

$$f_y(y)=\sum_{n=1}^{\infty}F_n\sin\left(\kappa_{y,n}y\right), \tag{2.10}$$

과 같이 Fourier sine 급수 형태로 나타낼 수 있다. 식(2.10)에서 F_n은 n 번째 파동에 가해지는 외력의 크기를 나타내며

$$F_n=\frac{2}{l_y}\int_0^{l_y}f_y(y)\sin\left(\kappa_{y,n}y\right)\mathrm{d}y, \tag{2.11}$$

으로 구할 수 있다. $f_y(y)=F\delta(y-y_0)$이므로 이를 식(2.11)에 대입하면

$$\begin{aligned}F_n&=\frac{2}{l_y}\int_0^{l_y}F\delta(y-y_0)\sin\left(\kappa_{y,n}y\right)\mathrm{d}y\\&=\frac{2F}{l_y}\sin\left(\kappa_{y,n}y_0\right)\end{aligned}, \tag{2.12}$$

로 나타낼 수 있다.

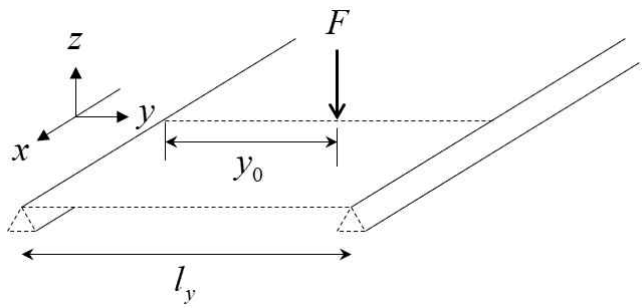


Fig. 2.5. The location of a point force applied on a strip plate.

한편 식(2.9)에서 상수 $A_{1,n}$, $A_{2,n}$, $A_{3,n}$ 그리고 $A_{4,n}$ 을 결정하기 위해서는 경계조건들이 필요하다. 가진 점을 경계로 변위, 기울기, 모멘트의 연속조건 그리고 힘의 평형 조건을 만족해야 하므로 이로부터 식(2.9)의 네 계수를 구할 수 있다. 가진점을 기준으로 $x \geq 0$ 이면 양의 방향으로 진행하는 파동만 존재하므로 $A_{1,n} = A_{2,n} = 0$ 이며, $x \leq 0$ 이면 반대로 음의 방향으로 진행하는 파동만 존재하므로 $A_{3,n} = A_{4,n} = 0$ 이 된다. 이것을 식으로 나타내면

$$w_n(x \leq 0) = A_{1,n} \mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_{x1,n}x} + A_{2,n} \mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_{x2,n}x}, \tag{2.13}$$

$$w_n(x \geq 0) = A_{3,n} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_{x1,n}x} + A_{4,n} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_{x2,n}x}, \tag{2.14}$$

이다. $x = 0$ 에서의 변위 경계조건은 음의 방향의 변위와 양의 방향 변위가 같은 것이므로

$$w_n(0)^- = w_n(0)^+, \tag{2.15}$$

$$A_{1,n} + A_{2,n} = A_{3,n} + A_{4,n}, \tag{2.16}$$

로 나타낼 수 있고, 기울기 경계조건은 $x = 0$ 에서의 음의 방향의 기울기와 양의 방향 기울기가 같은 것이므로

$$\frac{\partial w_n(0)^-}{\partial x} = \frac{\partial w_n(0)^+}{\partial x}, \tag{2.17}$$

$$A_{1,n}\left(\mathrm{j}\kappa_{x1,n}\right) + A_{2,n}\left(\mathrm{j}\kappa_{x2,n}\right) = A_{3,n}\left(-\mathrm{j}\kappa_{x1,n}\right) + A_{4,n}\left(-\mathrm{j}\kappa_{x2,n}\right), \tag{2.18}$$

로 나타낼 수 있다. 식(2.12)의 외력 F_n 이 $x = 0$ 인 지점에 작용할 때 평판의 모멘트와 전단력을 Fig. 2.6에 나타냈다. $x = 0$ 에서 모멘트의 합력은

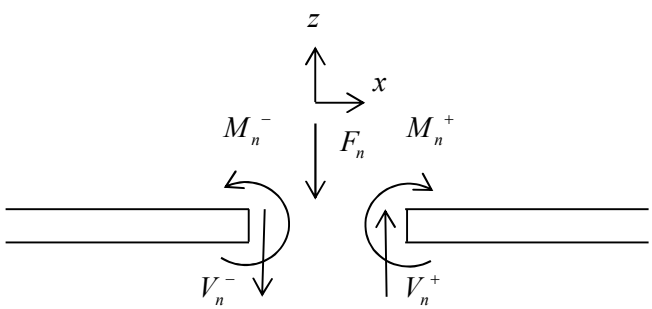


Fig. 2.6. The bending moment and share force of plate excited at $x = 0$.

$$\sum M = -M_n^- + M_n^+ = 0\,, \tag{2.19}$$

$$\frac{\partial^2 w_n(0)^-}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 w_n(0)^+}{\partial x^2}\,, \tag{2.20}$$

으로 나타낼 수 있고, 식(2.20)로부터

$$-A_{1,n}\kappa_{x1,n}^2 - A_{2,n}\kappa_{x2,n}^2 = -A_{3,n}\kappa_{x1,n}^2 - A_{4,n}\kappa_{x2,n}^2\,, \tag{2.21}$$

를 얻을 수 있다. 마지막으로 $x=0$ 에서 전단력과 외력의 합력은

$$\sum F = V_n(0,y)^+ - V_n(0,y)^- - F_n = 0\,, \tag{2.22}$$

$$V_n(0,y)^+ - V_n(0,y)^- = F_n\,, \tag{2.23}$$

으로 나타낼 수 있다. 이때 평판의 폭을 따라 작용하는 전단력은

$$V_x(x,y) = D\left(\frac{\partial^3 w}{\partial x^3} + (2-\nu)\frac{\partial^3 w}{\partial x \partial y^2}\right), \tag{2.24}$$

이다. 경계 조건을 이용해 구한 네 계수는 식(2.25)과 식(2.26)와 같다.

$$A_{1,n} = A_{3,n} = \frac{-\mathrm{j}F_n}{2D\kappa_{x1,n}\left(\kappa_{x1,n}^2 - \kappa_{x2,n}^2\right)}\,. \tag{2.25}$$

$$A_{2,n} = A_{4,n} = \left(-\frac{\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x2,n}}\right)\frac{-\mathrm{j}F_n}{2D\kappa_{x1,n}\left(\kappa_{x1,n}^2 - \kappa_{x2,n}^2\right)}\,. \tag{2.26}$$

식(2.25)과 식(2.26)를 식(2.9)에 대입하면 평판의 수직방향 변위 $w(x,y)$ 는

$$w(x \le 0, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-\mathrm{j}F_n}{2D\kappa_{x1,n}\left(\kappa_{x1,n}^2 - \kappa_{x2,n}^2\right)}\left\{\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_{x1,n}x} - \frac{\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x2,n}}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_{x2,n}x}\right\}\sin\left(\kappa_{y,n}y\right), \tag{2.27}$$

$$w(x \ge 0, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-\mathrm{j}F_n}{2D\kappa_{x1,n}\left(\kappa_{x1,n}^2 - \kappa_{x2,n}^2\right)}\left\{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_{x1,n}x} - \frac{\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x2,n}}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_{x2,n}x}\right\}\sin\left(\kappa_{y,n}y\right), \tag{2.28}$$

로 나타낼 수 있다.

2.2.2 가진점 모빌리티

식(2.27)와 식(2.28)으로부터 모빌리티는

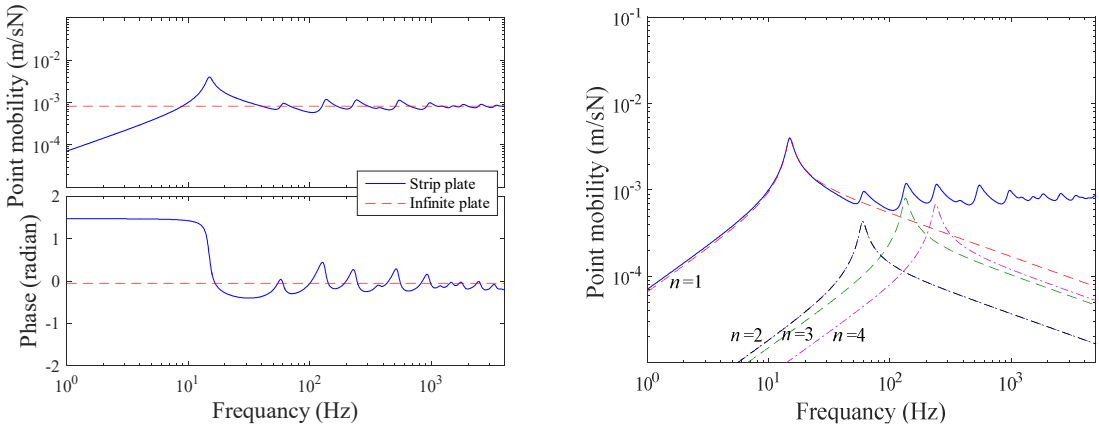
$$Y\left(x \le 0, y\right) = \mathrm{j}\omega \frac{w}{F} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\omega \sin\left(\kappa_{y,n} y_0\right)}{l_y D \kappa_{x1,n}\left(\kappa_{x1,n}^2 - \kappa_{x2,n}^2\right)} \left(\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_{x1,n} x} - \frac{\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x2,n}} \mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_{x2,n} x} \right) \sin\left(\kappa_{y,n} y\right), \tag{2.29}$$

$$Y\left(x \ge 0, y\right) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\omega \sin\left(\kappa_{y,n} y_0\right)}{l_y D \kappa_{x1,n}\left(\kappa_{x1,n}^2 - \kappa_{x2,n}^2\right)} \left(\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_{x1,n} x} - \frac{\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x2,n}} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_{x2,n} x} \right) \sin\left(\kappa_{y,n} y\right), \tag{2.30}$$

로 계산될 수 있다. $x = 0$, $y = y_0$에 점하 중을 주었을 때 가진점 모빌리티는

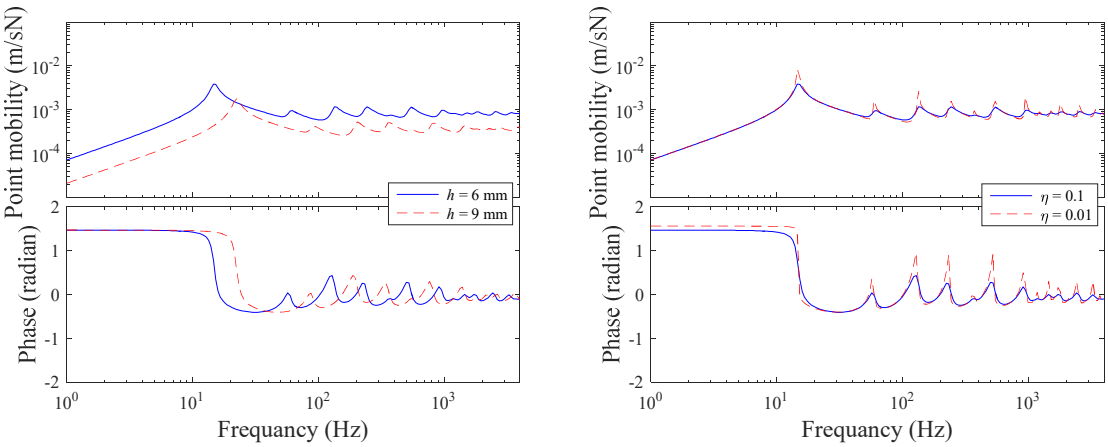
$$Y\left(\omega\right) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\omega}{l_y D \kappa_{x1,n}\left(\kappa_{x1,n}^2 - \kappa_{x2,n}^2\right)} \left(1 - \frac{\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x2,n}} \right) \sin^2\left(\kappa_{y,n} y_0\right), \tag{2.31}$$

이 된다. 식(2.31)을 이용하여 계산된 가진점 모빌리티를 무한 평판의 모빌리티와 함께 Fig. 2.7(a)에 나타내었다. 별도의 언급이 없는 한 띠 평판에 점 하중이 가해지는 위치는 y_0 = 0.425 m 이다. 무한 평판의 모빌리티는 $Y = 1/8\sqrt{D'\rho h}$ 를 통해 계산될 수 있다. Fig. 2.7(a)의 모빌리티 크기와 위상을 보면 cut-on 주파수에서 상대적으로 모빌리티가 높게 나타남을 알 수 있으며, 고주파수 영역에서는 무한 평판의 모빌리티와 비슷한 수준을 보이는 것을 알 수 있다. 그 이유는 고주파수에서 감쇠의 효과가 크게 방생하여 파동이 y 방향 경계에 도달하기 전에 거의 소멸하기 때문이다. 첫 번째 cut-on 주파수 이하 영역에서는 띠 평판의 가진점 모빌리티가 주파수에 비례하며 증가하고 있으며, 위상이 $\pi/2$ 이므로 이 구간에서는 응답이 평판의 강성에 의해 지배된다는 것을 알 수 있다. Fig. 2.7(b)에는 n = 1부터 4까지 가진점 모빌리티 크기를 나타낸 것이다. 저주파수 영역에서는 n = 1일 때 전체 응답에 가장 큰 영향을 주며 고주파수 영역에서 응답의 피크들은 파동들의 cut-on 주파수에 해당하는 것을 알 수 있다.



(a) (b)

Fig. 2.7. The point mobilites (a) for strip and infinite plates and (b) for strip plates n = 1~4.



(a) (b)

Fig. 2.8. The point mobilites depending on (a) the plate thickness and (b) damping loss factor.

띠 평판 두께의 변화가 가진점 모빌리티에 미치는 영향을 살펴보기 위해 h = 6, 9 mm 일 때 띠 평판의 가진점 모빌리티를 Fig. 2.8(a)에 나타냈다. Fig. 2.8(a)로부터 평판의 두께가 얇을수록 모빌리티는 커지며 각 파동의 cut-on 주파수는 더 낮은 주파수에서 나타나는 것을 알 수 있다.

마지막으로 감쇠손실계수의 변화가 가진점 모빌리티에 미치는 영향을 살펴보기 위해 η = 0.1, 0.01일 때의 가진점 모빌리티를 Fig. 2.8(b)에 나타냈다. Fig. 2.8(b)의 결과로부터 감쇠손실계수는 각 파동의 cut-on 부분에서 크게 영향을 주며 cut-on 이외의 부분에서는 큰 영향을 주지 않는 것을 확인할 수 있다.

2.2.3 시간과 공간에 대한 평균 제곱 속도

평판의 수직방향 속도를 $v(x,y)$ 라 할 때 시간에 대한 속도의 평균 제곱(mean-square)은 $\overline{v(x,y)^2}$ 으로 나타내며, 식(2.32)으로 나타낼 수 있다.

$$\overline{v(x,y)^2} = \frac{1}{2}\left|v(x,y)\right|^2 = \frac{1}{2}v(x,y)v^*(x,y). \tag{2.32}$$

여기에서 *는 복소 공액(complex conjugate)을 나타낸다. 식(2.32)을 공간영역에서 평균하기 위해 띠 평판의 면적에 대해 적분하고 폭으로 나누어 주면 식(2.33)과 같다.

$$\begin{aligned}\left\langle \overline{v^2} \right\rangle_{\inf} &= \frac{1}{l_y}\int_0^{l_y}\int_{-\infty}^{\infty}\overline{v(x,y)^2}\mathrm{d}x\mathrm{d}y \\ &= \frac{1}{2l_y}\int_0^{l_y}\int_{-\infty}^{\infty}v(x,y)v^*(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\end{aligned}. \tag{2.33}$$

여기에서 $\langle\cdots\rangle_{\inf}$ 는 폭에 대한 공간 평균, 길이에 대한 공간 적분을 의미한다. 평판의 수직방향 속도는 Fourier 역변환과 변환의 정의를 이용해 표현하면

$$\tilde{V}(\kappa_x,\kappa_y) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}v(x,y)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_x x}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}x\mathrm{d}y, \tag{2.34}$$

$$v(x,y) = \frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{V}(\kappa_x,\kappa_y)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_x x}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}\kappa_x\mathrm{d}\kappa_y, \tag{2.35}$$

여기에서 κ_x 와 κ_y 는 각각 x 방향과 y 방향 파수를 뜻한다. 식(2.35)를 식(2.33)에 대입하면 식(2.36)와 같다.

$$\begin{aligned}\left\langle \overline{v^2} \right\rangle_{\inf} &= \frac{1}{l_y}\frac{1}{32\pi^4}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\left[\begin{array}{l}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{V}(\kappa_x,\kappa_y)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_x x}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}\kappa_x\mathrm{d}\kappa_y \\ \times\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{V}^*(\kappa_x',\kappa_y')\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_x' x}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y' y}\mathrm{d}\kappa_x'\mathrm{d}\kappa_y'\end{array}\right]\mathrm{d}x\mathrm{d}y \\ &= \frac{1}{l_y}\frac{1}{32\pi^4}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\left[\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\left(\begin{array}{l}\tilde{V}(\kappa_x,\kappa_y)\tilde{V}^*(\kappa_x',\kappa_y') \\ \times\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\kappa_x'-\kappa_x)x}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\kappa_y'-\kappa_y)y}\mathrm{d}x\mathrm{d}y\end{array}\right)\mathrm{d}\kappa_x\mathrm{d}\kappa_y\right]\mathrm{d}\kappa_x'\mathrm{d}\kappa_y'\end{aligned}, \tag{2.36}$$

여기에서 $\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\kappa_x'-\kappa_x)x}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\kappa_y'-\kappa_y)y}\mathrm{d}x\mathrm{d}y$ 는 Dirac delta function으로 바꾸어 쓸 수 있다. 즉,

$$\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\kappa_x'-\kappa_x)x}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\kappa_y'-\kappa_y)y}\mathrm{d}x\mathrm{d}y = 4\pi^2\delta(\kappa_x'-\kappa_x)\delta(\kappa_y'-\kappa_y), \tag{2.37}$$

이므로 식(2.36)는

$$\left\langle \overline{v^2} \right\rangle_{\inf} = \frac{1}{l_y}\frac{1}{8\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\left|\tilde{V}\left(\kappa_x,\kappa_y\right)\right|^2 \mathrm{d}\kappa_x \mathrm{d}\kappa_y \,, \tag{2.38}$$

으로 나타낼 수 있다. 파수영역에서의 평판의 수직방향 속도($\tilde{V}\left(\kappa_x,\kappa_y\right)$)는 식(2.34)의 $v(x,y)$에 식(2.27)와 식(2.28)을 대입하여 정리하면

$$\tilde{V}\left(\kappa_x,\kappa_y\right) = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{\mathrm{j}\omega F_n}{D\left(\kappa_{x1,n}^2-\kappa_x^2\right)\left(\kappa_{x2,n}^2-\kappa_x^2\right)}\left(\left(-1\right)^n \mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y l_y}-1\right)\left(\frac{\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}\right), \tag{2.39}$$

으로 나타낼 수 있고 $\left|\tilde{V}\left(\kappa_x,\kappa_y\right)\right|^2$은 식(2.40)을 통해 계산될 수 있다.

$$\left|\tilde{V}\left(\kappa_x,\kappa_y\right)\right|^2 = \sum_{n=1}^{\infty}\left|\frac{\omega F_n}{D\left(\kappa_{x1,n}^2-\kappa_x^2\right)\left(\kappa_{x2,n}^2-\kappa_x^2\right)}\right|^2\left|\frac{2\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}\right|^2\sin^2\left(\frac{\kappa_y-\kappa_{y,n}}{2l_y}\right). \tag{2.40}$$

최종적으로 식(2.40)을 식(2.38)에 대입하면 평판의 시간과 공간에 대한 평균 속도(이후부터는 별도의 언급이 없는 이상 '평균 속도'라 칭한다.)는

$$\left\langle \overline{v^2} \right\rangle_{\inf} = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{l_y}\frac{1}{8\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\left|\frac{\omega F_n}{D\left(\kappa_{x1,n}^2-\kappa_x^2\right)\left(\kappa_{x2,n}^2-\kappa_x^2\right)}\right|^2\left|\frac{2\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}\right|^2\sin^2\left(\frac{\kappa_y-\kappa_{y,n}}{2l_y}\right)\mathrm{d}\kappa_x \mathrm{d}\kappa_y \,, \tag{2.41}$$

에 의해 계산된다. 식(2.39)와 식(2.40)에 대한 유도 과정은 부록 A에 자세히 나타냈다. 식(2.41)에 의해 계산된 띠 평판의 평균 속도를 Fig. 2.9에 나타냈다. 평균 속도도 가진점 모빌리티와 마찬가지로 첫번째 cut-on 주파수에서 가장 큰 값을 가진다. 하지만 가진점 모빌리티 경향과는 달리 첫번째 cut-on 주파수이후의 영역에서 주파수가 커질수록 평균속도가 점점 감소하는 경향이 나타난다. 이 경향을 이해하기위해 n = 1부터 4까지 평균 속도를 Fig. 2.9에 함께 나타냈다. 평균 속도에서는 차수가 높아질수록 cut-on 주파수에서 피크 값이 점점 낮아진다. (Fig. 2.7(b)의 가진점 모빌리티에서는 차수가 높아도 더 큰 값을 갖는 파동이 존재한다.)

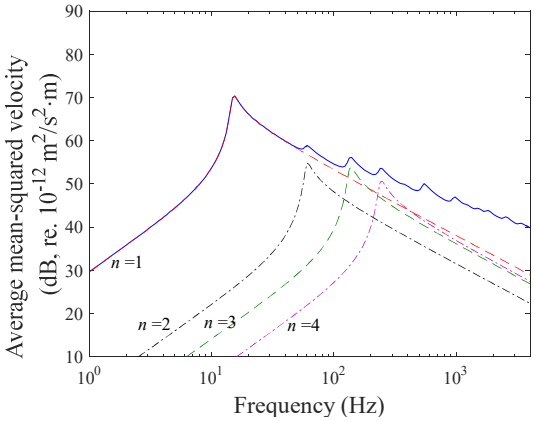


Fig. 2.9. The average mean-squared velocity using theoretical methods and at n = 1~4.

2.3 점 하중에 의한 단순 띠 평판의 방사 소음

본 절에서는 평판이 유체와 접촉하고 있을 때 평판의 진동에 의해 발생하는 소음 방사에 대해 살펴본다.

2.3.1 무한 평판의 방사 소음

띠 평판의 방사 소음 해석에 앞서 무한 평판의 방사 소음에 대해 살펴본다. Fig. 2.10처럼 $z>0$ 인 구간에서 무한한 유체와 닿아 있는 무한 평판이 있다고 가정한다. 평판을 따라 x 방향으로 전파되는 파수 κ_x 의 평면파(plane wave)가 가지는 수직 방향 속도 $v(x)$는

$$v(x) = V\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_x x}, \tag{2.42}$$

로 표현할 수 있다. 한편 평판과 공기가 접하는 x-z 평면의 음압은 식(2.43)과 같이 쓸 수 있다.

$$p(x,z) = P\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_x x}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_z z}. \tag{2.43}$$

여기에서 k_x 와 k_z 는 각각 음파의 x 방향과 z 방향 파수이다. 유체를 통해 전파되는 음파의 파수를 k 라고 하면 $k=\sqrt{k_x^2+k_z^2}=\omega/c_0$ 이며, c_0 는 음파의 전파속도다. 평판의

진동에 의해 소음이 발생하므로 평판에 접하는 유체의 x 방향 파수 k_x는 평판을 따라 진행하는 평면파의 x 방향 파수 κ_x와 같다. $(k_x = \kappa_x)$ 따라서

$$k_z = \pm\sqrt{k^2 - \kappa_x^2}\,, \tag{2.44}$$

이다. Fig. 2.11에는 음파의 파수 k 와 무한 평판의 굽힘파 파수 κ_x를 비교하여 나타냈다. 식(2.44)에서 $k_z = 0$ 이 되는 주파수, 즉, 굽힘파의 파수와 음파의 파수가 같아지는 주파수를 임계주파수(critical frequency 또는 coincidence frequency)라고 하며 $\kappa_x = k$ 의 조건으로부터 구한 임계주파수 f_c는 식(2.45)와 같다.

$$f_c = \frac{c_0^{\,2}}{2\pi}\sqrt{\frac{\rho h}{D}} = \frac{c_0^{\,2}}{2\pi h}\sqrt{\frac{12\rho\left(1-\nu^2\right)}{E}}\,. \tag{2.45}$$

$\kappa_x \le k$ 인 영역, 즉 Fig. 2.11에서 f_c 보다 높은 주파수 영역에서는 k_z가 실수 이므로 k_z 방향으로 전파되는 음파가 있음을 의미한다. 이 영역을 파동 전파속도로 표현하면 $\frac{\omega}{c_B} \le \frac{\omega}{c_0}$가 되므로 굽힘파의 전파속도가 음파의 전파속도보다 빠른 영역에 해당된다. 이 영역을 초음속(supersonic) 영역이라 부른다. 반면에 $\kappa_x \ge k$ 인 주파수 영역에서는 k_z가 허수 이므로 음파는 k_z 방향으로 전파되지 않고 감쇠하는 근접장 파동으로 존재한다. 이

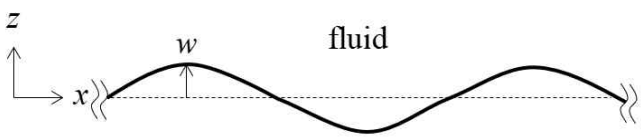


Fig. 2.10. The wave in an infinite plate contacted with a fluid.

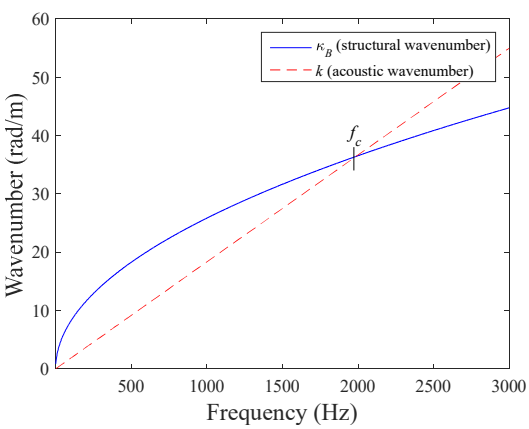


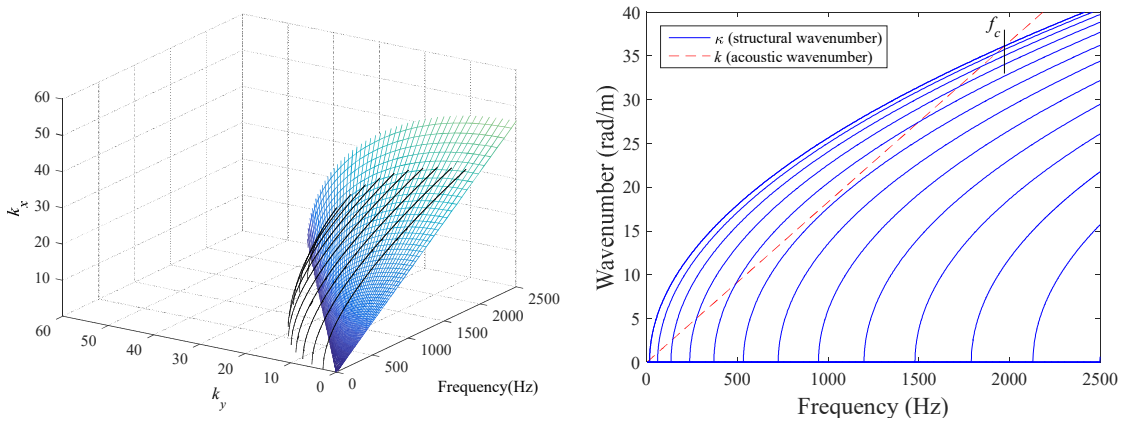
Fig. 2.11. The dispersion curves of a structural wave for an infinite plate and acoustic wave.

영역에서는 굽힘파의 전파속도가 음파의 전파속도보다 느린 영역($c_B \le c_0$)으로 아음속 영역이라 불린다. 따라서, Fig. 2.11의 굽힘파는 임계주파수 이하에서 소음을 만들어 내지 못하는 반면, 임계주파수 이상에서는 소음을 잘 방사할 것이다.

2.3.2 띠 평판의 방사 소음

2.3.1절에서 살펴본 무한 평판에서는 평판에 경계가 없으므로 하나의 굽힘파만 고려되었다. 하지만 폭이 유한한 띠 평판의 경우에는 유한한 폭으로 인해 Fig. 2.2(a)와 Fig. 2.2(b)에 보인 것과 같이 많은 수의 파동들이 발생하므로 이 파동들이 음향방사에 미치는 영향을 함께 고려해 주어야 한다.

띠 평판에 존재하는 많은 파동들이 방사 소음에 미치는 영향을 살펴보기 위해에는 음파의 파수와 단면의 차수에 따른 띠 평판의 분산 곡선을 3차원으로 Fig. 2.12(a)에 나타내고 2차원으로 Fig. 2.12(b)에 나타냈다. Fig. 2.12에서 알 수 있듯이 임계주파수는 약 2 kHz 인 것을 알 수 있다. Fig. 2.12에 나타낸 분산선도는 추후 음향 파워의 경향을 이해하는데 사용된다.



(a) (b)

Fig. 2.12. The dispersion curves of a structural wave in (a) 3D and (b) 2D views.

2.3.2 음향 파워

띠 평판으로부터 방사되는 음향 파워는 다음식으로 계산될 수 있다.

$$\Pi = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} p(x,y)v^*(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\right\}. \tag{2.46}$$

여기에서 $\mathrm{Re}\{\cdots\}$ 는 실수부를 나타낸다. $p(x,y)$ 는 평판 표면의 압력 $v(x,y)$ 는 평판의 수직방향 속도를 뜻한다. $p(x,y)$는 Fourier 역변환을 이용해 표현하면

$$p(x,y) = \frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{P}(\kappa_x,\kappa_y)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_x x}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}\kappa_x\mathrm{d}\kappa_y\,, \tag{2.47}$$

으로 나타낼 수 있고, 여기에서 $\tilde{P}(\kappa_x,\kappa_y)$ 는 파수영역에서 표현한 평판표면의 압력 분포를 나타낸다. 식(2.47)와 식(2.35)를 식(2.46)에 대입하면 음향파워는

$$\begin{aligned}
\Pi &= \frac{1}{32\pi^4}\mathrm{Re}\left\{\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\left[\begin{array}{l}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{P}(\kappa_x,\kappa_y)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_x x}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}\kappa_x\mathrm{d}\kappa_y \\ \times\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{V}^*(\kappa_x',\kappa_y')\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_x' x}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y' y}\mathrm{d}\kappa_x'\mathrm{d}\kappa_y'\end{array}\right]\mathrm{d}x\mathrm{d}y\right\} \\
&= \frac{1}{32\pi^4}\mathrm{Re}\left\{\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\left[\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\left(\begin{array}{l}\tilde{P}(\kappa_x,\kappa_y)\tilde{V}^*(\kappa_x',\kappa_y') \\ \times\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\kappa_x'-\kappa_x)x}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\kappa_y'-\kappa_y)y}\mathrm{d}x\mathrm{d}y\end{array}\right)\mathrm{d}\kappa_x\mathrm{d}\kappa_y\right]\mathrm{d}\kappa_x'\mathrm{d}\kappa_y'\right\}, \\
&= \frac{1}{8\pi^2}\mathrm{Re}\left\{\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{P}(\kappa_x,\kappa_y)\tilde{V}^*(\kappa_x,\kappa_y)\mathrm{d}\kappa_x\mathrm{d}\kappa_y\right\}
\end{aligned} \tag{2.48}$$

로 나타낼 수 있다. 여기에서 $\tilde{P}(\kappa_x,\kappa_y) = z_a(\kappa_x,\kappa_y)\tilde{V}(\kappa_x,\kappa_y)$로 쓸 수 있으며, z_a는 음압과 수직방향 매질 입자 속도의 비로 정의되는 매질의 임피던스이다. 평판과 유체의 접촉면에서 유체의 z 방향 속도는 평판의 속도와 같으므로

$$z_a = \left(\frac{p}{v_z}\right)_{z=0} = \frac{\omega\rho_0}{k_z} = \frac{\rho_0 c_0 k}{\sqrt{k^2-\kappa_x^2-\kappa_y^2}}\,, \tag{2.49}$$

여기에서 ρ_0는 유체의 밀도이다. 따라서 식(2.48)는

$$\Pi = \frac{1}{8\pi^2}\mathrm{Re}\left\{\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\rho_0 c_0 k}{\sqrt{k^2-\kappa_x^2-\kappa_y^2}}\left|\tilde{V}(\kappa_x,\kappa_y)\right|^2\mathrm{d}\kappa_x\mathrm{d}\kappa_y\right\}, \tag{2.50}$$

이 된다. 띠 평판에 점 하중에 의해 가진 될 때 $\left|\tilde{V}(\kappa_x,\kappa_y)\right|^2$는 식(2.40)에 주어져 있으며 이를 식(2.50)에 대입하면

$$\Pi = \frac{\rho_0 c_0}{8\pi^2} \mathrm{Re}\left\{ \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{k}{\sqrt{k^2-\kappa_x^2-\kappa_y^2}} \left| \frac{\omega F_n}{D\left(\kappa_{x1,n}^2-\kappa_x^2\right)\left(\kappa_{x2,n}^2-\kappa_x^2\right)} \right|^2 \left| \frac{2\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2} \right|^2 \sin^2\left(\frac{\kappa_y-\kappa_{y,n}}{2l_y} \right) \right) \mathrm{d}\kappa_x \mathrm{d}\kappa_y \right\}, \tag{2.51}$$

로 나타낼 수 있다.

식(2.51)에 의해 계산된 음향파워를 Fig. 2.13에 나타냈다. 음향 파워 특성을 알아보기 위해 폭 방향으로 1차 모드부터 4차 모드까지 파동의 음향 파워를 계산하고 Fig. 2.13에 나타냈다. Fig. 2.13와 Fig. 2.12(b)를 통해 각각 차수의 cut-on 주파수에서 음향파워는 피크 값을 가지며 이는 모든 차수를 합한 음향 파워의 피크에 해당하는 것을 알 수 있다. 또한 Fig. 2.13로 부터 알 수 있는 음향 파워의 특징은 큰 피크가 2 kHz 근처에서 발생한다는 것이다. Fig. 2.13에 나타냈 듯이 이 주파수 근처에서는 모든 차수의 파동에서 피크가 나타났다. 이 주파수는 Fig. 2.12(b)에서 구조물의 분산선과 음향 파수의 분산선이 만나는 임계주파수에 해당한다. 음향 파워에서는 이 주파수에서 큰 피크가 발생하게 된다.

각각의 모드별로 음향파워를 보면, 홀수차의 결과와 짝수 차수의 결과들이 각각 cut-on이전에는 같은 기울기를 보이는 것을 확인할 수 있다. Cut-on 되기 이전에 홀수 모드에서 monopole과 (3차 이상의 홀수 모드에서 monopole과 같은 현상이 발생하는 이유는 폭이 전체 길이에 비해 작기 때문에, 양쪽 모서리에서 발생하는 두 pole의 거리가 아주 작다고 볼 수 있으므로 monopole로 볼 수 있다.) 같이 진동하고 짝수 모드일 때는 dipole과 같이 진동하여 위와 같이 일정한 기울기를 보인다. 그리고 홀수 차수가 짝수 차수들에 비해 크기가 큰 것을 확인할 수 있다. 이는 Fig. 2.14에 나타낸 것처럼 short-circuiting 현상(평판의 가장자리를 제외한 영역에서 평판의 변위가 +와 –로 생기며 서로 소음방사를 상쇄시키는 현상)이 발생하고 감쇄되지 않고 남은 양쪽 모서리에서 생기는 파동의 방향에 의한 것이다. 홀수 차수의 경우 양쪽 모서리 부분에서 생기는 파동이 같은 방향으로 생겨서 음향방사시 보강요인으로 작용하는 반면 짝수 차수의 경우 양쪽 모서리 부분에서 파동이 반대로 생기게 되어 음향방사를 서로 상쇄시키기 때문에 그 크기가 작아지는 것이다.

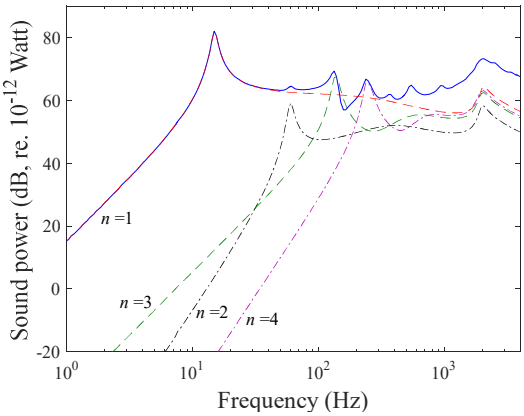


Fig. 2.13. The sound power of the simple strip plate using theoretical method at n = 1~4.

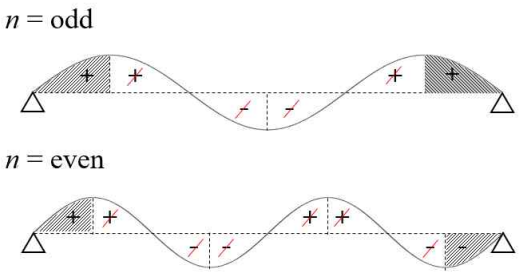


Fig. 2.14. short-circuiting depending on the odd and even modes.

2.3.3 방사효율

방사효율은 구조물의 진동에 의해 얼마나 많은 음향파워가 방사되는지를 비율로 정의한 값으로 식(2.52)으로 표현된다.

$$\sigma = \frac{\Pi}{\rho_0 c_0 S \left\langle \overline{v^2} \right\rangle}. \tag{2.52}$$

여기서 S 는 평판의 단면적, $\left\langle \overline{v^2} \right\rangle$ 은 시간과 공간에 대해 평균된 평판의 수직방향속도이다. 본 연구에서 적용한 무한 길이를 갖는 띠 평판의 방사효율은

$$\sigma = \frac{\Pi}{\rho_0 c_0 l_y \left\langle \overline{v^2} \right\rangle_{\inf}}, \tag{2.53}$$

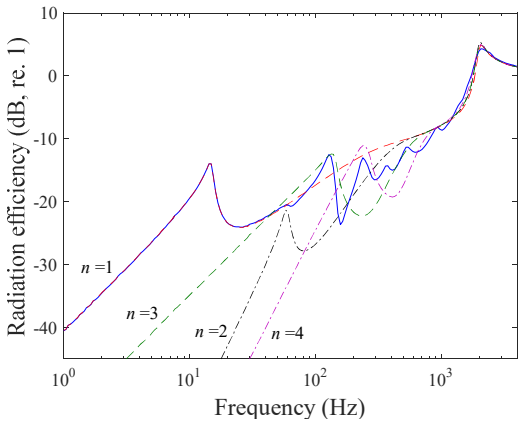


Fig. 2.15. The radiation efficiency of the simple strip plate using theoretical method at n = 1~4.

로부터 계산될 수 있다. 식(2.53)에서 띠 평판의 평균속도는 길이방향으로는 적분만 된 값이므로 분모에 면적이 아닌 폭 방향 길이 단위만 고려된다.

식(2.53)를 통해 계산된 계산된 방사 효율은 첫 번째 cut-on 주파수와 임계주파수 사이에서 피크들이 존재하는 한다. 이에 대해 알아보기 위해 $\underline{n}$ = 1부터 4까지 각각의 모드 별로 방사효율을 계산해 Fig. 2.15에 나타내었다. 앞 절에서 구한 각 모드에 대한 음향파워의 결과처럼 방사효율도 각각의 피크들은 cut-on 주파수에서 발생한 것임을 알 수 있다. 또한 홀수 차수 일 때와 짝수 차수일 때 cut-on 이전의 저주파수 영역에서 서로 기울기가 다른 것을 확인할 수 있었다. 짝수 차수일 때 홀수 차수인 경우 보다 방사효율의 크기가 많이 작은 것을 확인할 수 있었다. 그 이유는 음향 파워의 경향에서 설명한 것처럼 짝수 차수일 때는 폭 방향으로 생기는 양쪽 모서리 부분의 파동이 서로 같은 방향으로 생기게 되어 음향방사시 보강요인으로 작용하는 반면 홀수 차수일 때는 서로 반대 방향으로 생기게 되어 음향방사를 상쇄시키는 역할을 하기 때문이다.

2.4 단순 띠 평판의 음향 투과손실

지금까지 띠 평판에 점 하중(기계적 가진)이 가해졌을 때 평판의 진동 및 소음에 대해서 살펴보았다. 이번 절에서는 평판에 입사파가 가해졌을 때 입사 파워와 투과파워의 비로 정의되는 음향 투과손실에 대해 살펴본다. 본 절에서는 폭 방향 모드에 따른 띠 평판의 음향 투과손실만 다루었고 무한 평판의 음향 투과손실과 비교는 4장에서 더 자세히 다루었다.

2.4.1 입사파에 의한 띠 평판의 응답

단순 띠 평판의 음향 투과손실을 이론해석 하기위해 다음과 같은 가정을 한다.

1. 띠 평판의 양단은 단순지지 경계조건을 가진다.
2. 폭 방향으로 평판 이 외의 영역은 rigid baffle 조건을 가진다.
3. 반사파는 입사파와 크기가 같고 방향이 반대이다. (blocked pressure field)

단순 띠 평판에 Fig. 2.16처럼 입사파가 작용할 때, 입사파($p_i(x,y,z)$)는 다음식으로 표현될 수 있다.

$$p_i(x,y,z) = p_i \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_x x}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_y y}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_z z}. \tag{2.54}$$

여기에서 k_x, k_y, k_z는 각각 입사파의 x, y, z 방향 파수를 뜻하고,

$$\begin{aligned} k_x &= k\sin\theta\cos\varphi \\ k_y &= k\sin\theta\sin\varphi, \\ k_z &= k\cos\theta \end{aligned} \tag{2.55}$$

로 정의된다. θ , φ 는 각각 Fig. 2.16에 나타낸 것처럼 앙각(elevation angle)과 방위각(azimuth angle)을 나타낸다. 유체 외력이 평판에 작용할 때 띠 평판의 지배방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$D\left(\left(\frac{\partial^4 v}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4 v}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 v}{\partial y^4}\right) - \kappa_B^4 v\right) = \mathrm{j}\omega\left(p(x,y)\right). \tag{2.56}$$

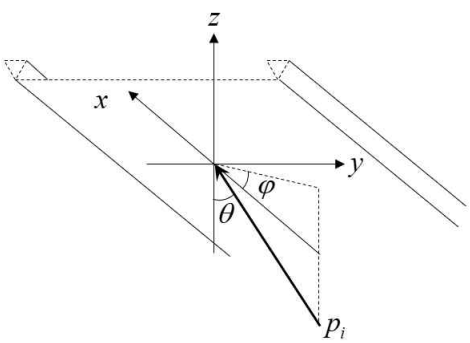


Fig. 2.16. The coordinate of the incident wave applied on a strip plate.

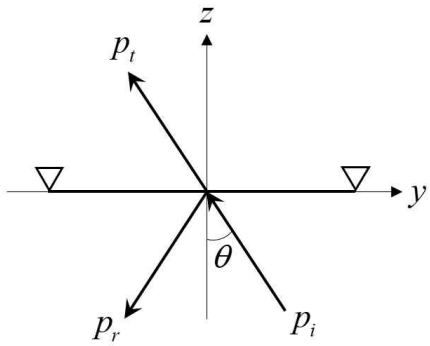


Fig. 2.17. The coordinate of the incident wave applied on a strip plate in *y*-*z* plain.

여기에서 $p(x,y)$는 평판의 윗면과 아랫면 사이의 압력차이를 나타내므로

$$p(x,y) = p^{-}(x,y) - p^{+}(x,y), \tag{2.57}$$

이며 여기에서 $p^{-}(x,y)$와 $p^{+}(x,y)$는 각각 아랫면($z=0^{-}$)과 윗면($z=0^{+}$)에서의 압력이다. 이 외력은

$$\begin{aligned} p^{-}(x,y) &= p_i(x,y) - p_r(x,y) - p_t(x,y) \\ &= 2p_i(x,y) - p_t(x,y) \end{aligned}, \tag{2.58}$$

$$p^{+}(x,y) = p_t(x,y), \tag{2.59}$$

로 표현할 수 있다. 식(2.55)에서 $p_r(x,y)$와 $p_t(x,y)$는 Fig. 2.17에 나타낸 것처럼 각각 반사파의 음압과 평판의 진동에 의해 생기는 투과파의 음압을 뜻한다. 식(2.58)과 식(2.59)를 통해 평판에 작용하는 외력은 다음과 같이 표현된다.

$$p(x,y) = 2p_i(x,y) - 2p_t(x,y). \tag{2.60}$$

외력에 의해 생기는 응답의 x 방향 파수는 입사파의 x 방향 파수와 같으므로 $\kappa_x = k_x$를 만족하고 폭 방향으로는 모드가 발생하므로 Fourier 급수를 이용하면 평판의 속도는

$$v(x,y) = \sum_{n=1}^{\infty} v_n \sin(\kappa_{y,n} y) \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_x x}, \tag{2.61}$$

$$v(y) = \sum_{n=1}^{\infty} v_n \sin(\kappa_{y,n} y), \tag{2.62}$$

로 나타낼 수 있다. 또한 속도를 파수영역으로 나타내면 Fourier 변환과 역변환을 통해 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$v(y)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{v}(\kappa_y)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}\kappa_y\,. \tag{2.63}$$

$$\tilde{v}(\kappa_y)=\int_0^{l_y}v(y)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}y\,. \tag{2.64}$$

식(2.64)에 식(2.61)를 대입하면

$$\begin{aligned}\tilde{v}(\kappa_y)&=\int_0^{l_y}\left(\sum_{n=1}^{\infty}v_n\sin(\kappa_{y,n}y)\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}y\\&=\sum_{n=1}^{\infty}v_n\int_0^{l_y}\sin(\kappa_{y,n}y)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}y\quad,\\&=\sum_{n=1}^{\infty}v_n a_n(\kappa_y)\end{aligned} \tag{2.65}$$

가 된다. 여기에서 $a_n(\kappa_y)=\int_0^{l_y}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y y}\sin(\kappa_{y,n}y)\mathrm{d}y=\dfrac{\kappa_{y,n}\left[(-1)^n\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y l_y}-1\right]}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}$ 이다.

한편 평판과 유체의 경계면에서 유체 입자의 속도는 평판의 수직 방향 속도와 같으므로 Euler의 방정식을 만족한다. 따라서

$$\mathrm{j}\omega\rho_0 v=-\left.\frac{\partial p_t}{\partial z}\right|_{z=0}, \tag{2.66}$$

을 만족하므로

$$p_t(x,y)=\frac{\omega\rho_0}{k_z}v(x,y)=\frac{\omega\rho_0}{k_z}v(y)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_x x}, \tag{2.67}$$

$$p_t(y)=\frac{\omega\rho_0}{k_z}v(y), \tag{2.68}$$

가 된다. 투과파도 평판 속도와 마찬가지로 파수영역으로 나타내면 Fourier 변환과 역변환을 통해 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$p_t(y)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{p}_t(\kappa_y)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}\kappa_y\,. \tag{2.69}$$

$$\tilde{p}_t(\kappa_y)=\int_0^{l_y}p_t(y)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}y\,. \tag{2.70}$$

식(2.68)을 식(2.70)에 대입하면

$$\begin{aligned}\tilde{p}_t\left(\kappa_y\right) &= \frac{\omega\rho_0}{k_z}\int_0^{l_y} v\left(y\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}y \\ &= \frac{\omega\rho_0}{k_z}\sum_{n=1}^{\infty} v_n a_n\left(\kappa_y\right)\end{aligned}, \tag{2.71}$$

가 되고 이를 식(2.69)에 대입하면

$$p_t\left(y\right) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty} v_n a_n\left(\kappa_y\right)\left(\frac{\omega\rho_0}{k_z}\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}\kappa_y\,, \tag{2.72}$$

이 된다.

식(2.60)로부터 평판에 작용하는 외력은

$$p\left(x,y\right) = \left(2p_i\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_y y} - 2p_t\left(y\right)\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_x x}\,, \tag{2.73}$$

$$p\left(y\right) = 2p_i\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_y y} - 2\left(\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty} v_n a_n\left(\kappa_y\right)\left(\frac{\omega\rho_0}{k_z}\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}\kappa_y\right), \tag{2.74}$$

이 된다. 이 외력은 단순지지 경계조건을 가지는 평판에 작용되고 있으므로 Fourier 급수를 이용해 식(2.75)으로 표현될 수 있다.

$$p\left(y\right) = \sum_{q=1}^{\infty} p_q \sin\left(\kappa_{y,q} y\right). \tag{2.75}$$

여기에서

$$p_q = \frac{2}{l_y}\int_0^{l_y} p\left(y\right)\sin\left(\kappa_{y,q} y\right)\mathrm{d}y\,, \tag{2.76}$$

이다. 식(2.74)를 식(2.76)에 대입하면

$$
\begin{aligned}
p_q &= \frac{4}{l_y}\left(\int_0^{l_y} p_i \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_y y}\sin\left(\kappa_{y,q}y\right)\mathrm{d}y - \int_0^{l_y}\left(\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty} v_n a_n\left(\kappa_y\right)\left(\frac{\omega\rho_0}{k_z}\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}\kappa_y\right)\sin\left(\kappa_{y,q}y\right)\mathrm{d}y\right) \\
&= \frac{4}{l_y}\left(p_i a_q\left(k_y\right) - \frac{1}{2\pi}\left(\int_{-\infty}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty} v_n a_n\left(\kappa_y\right)\left(\frac{\omega\rho_0}{k_z}\right)\left(\int_0^{l_y}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_y y}\sin\left(\kappa_{y,q}y\right)\mathrm{d}y\right)\mathrm{d}\kappa_y\right)\right) \\
&= \frac{4}{l_y}\left(p_i a_q\left(k_y\right) - \frac{1}{2\pi}\left(\int_{-\infty}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty} v_n a_n\left(\kappa_y\right) a_q\left(-\kappa_y\right)\left(\frac{\omega\rho_0}{k_z}\right)\mathrm{d}\kappa_y\right)\right) \\
&= \frac{4}{l_y}\left(p_i a_q\left(k_y\right) - \frac{1}{2\pi}\left(\int_{-\infty}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty} v_n a_n\left(\kappa_y\right) a_q^*\left(\kappa_y\right)\left(\frac{\omega\rho_0}{k_z}\right)\mathrm{d}\kappa_y\right)\right)
\end{aligned}
, \quad (2.77)
$$

이 된다. 식(2.56)에 식(2.61)와 식(2.75)을 대입하면

$$
\sum_{n=1}^{\infty} D\left(\left(k_x^2+\kappa_{y,n}^2\right)^2-\kappa_B^4\right)v_n\sin\left(\kappa_{y,n}y\right) = \mathrm{j}\omega\sum_{q=1}^{\infty} p_q\sin\left(\kappa_{y,q}y\right), \quad (2.78)
$$

이 되며 양변에 $\sin\left(\kappa_{y,n}y\right)$을 곱하고 y에 대해 적분하면 모드 형상의 직교성(orthogonality)

$$
\int_0^{l_y}\sin\left(\kappa_{y,n}y\right)\sin\left(\kappa_{y,q}y\right)\mathrm{d}y = \int_0^{l_y}\sin\left(\frac{n\pi}{l_y}y\right)\sin\left(\frac{q\pi}{l_y}y\right)\mathrm{d}y = \begin{cases} 0 & n\neq q \\ \dfrac{l_y}{2} & n=q \end{cases}, \quad (2.79)
$$

에 의해 식(2.78)은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$
D\left(\left(k_x^2+\kappa_{y,q}^2\right)^2-\kappa_B^4\right)v_q = \mathrm{j}\omega p_q . \quad (2.80)
$$

식(2.80)에 식(2.77)를 대입하면

$$
\begin{aligned}
D\left(\left(k_x^2+\kappa_{y,q}^2\right)^2-\kappa_B^4\right)v_q &= \mathrm{j}\omega\frac{4}{l_y}\left(p_i a_q\left(k_y\right) - \frac{1}{2\pi}\left(\int_{-\infty}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty} v_n a_n\left(\kappa_y\right) a_q^*\left(\kappa_y\right)\left(\frac{\omega\rho_0}{k_z}\right)\mathrm{d}\kappa_y\right)\right) \\
D\left(\left(k_x^2+\kappa_{y,q}^2\right)^2-\kappa_B^4\right)v_q &= \mathrm{j}\omega\frac{4}{l_y}\left(p_i a_q\left(k_y\right) - \sum_{n=1}^{\infty} v_n Z_{nq}\right)
\end{aligned}
, \quad (2.81)
$$

로 나타낼 수 있고, 여기에서 Z_{nq}는 음향 임피던스이며

$$
Z_{nq} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} a_n\left(\kappa_y\right) a_q^*\left(\kappa_y\right)\left(\frac{\omega\rho_0}{k_z}\right)\mathrm{d}\kappa_y , \quad (2.82)
$$

이다. Z_{nq} 는 n 차 모드의 평판 속도가 q 차 모드의 방사 음압에 영향 주며 이를 크로스항(cross-term) 효과라 부른다. 만약 크로스항(cross-term) 효과를 무시했을 때 식(2.81)는 식(2.83)로 간략히 나타낼 수 있다.

$$v_q = \mathrm{j}\omega \frac{4}{l_y} \frac{p_t a_q\left(k_y\right)}{D\left(\left(k_x^2+\kappa_{y,q}^2\right)^2-\kappa_B^4\right)+\frac{4}{l_y}Z_q}. \tag{2.83}$$

여기에서 Z_q 는

$$Z_q = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\left|a_q\left(\kappa_y\right)\right|^2\left(\frac{\omega\rho_0}{k_z}\right)\mathrm{d}\kappa_y\ , \tag{2.84}$$

이다.

2.4.2 음향 투과손실

무한 길이 띠 평판의 단위 길이당 투과 파워는

$$\hat{\Pi}_t\left(\theta,\varphi\right) = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\frac{1}{l_x}\int_{-\infty}^{\infty}\int_0^{l_x} p_t\left(x,y\right)v^*\left(x,y\right)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\right\}. \tag{2.85}$$

로 계산될 수 있다. 식(2.85)에 식(2.63)과 식(2.69)를 대입하면

$$\begin{aligned}\hat{\Pi}_t\left(\theta,\varphi\right) &= \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\frac{1}{l_x}\int_{-\infty}^{\infty}\int_0^{l_x}\left(\begin{array}{l}\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{p}_t\left(\kappa_y\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_x x}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\kappa_y y}\mathrm{d}\kappa_y \\ \times\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{v}^*\left(\kappa_y'\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}k_x x}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y' y}\mathrm{d}\kappa_y'\end{array}\right)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\right\} \\ &= \frac{1}{8\pi^2}\mathrm{Re}\left\{\int_{-\infty}^{\infty}\left[\int_{-\infty}^{\infty}\left(\tilde{p}_t\left(\kappa_y\right)\tilde{v}^*\left(\kappa_y'\right)\int_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{1}{l_x}\int_0^{l_x}\mathrm{d}x\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\left(\kappa_y'-\kappa_y\right)y}\mathrm{d}y\right)\mathrm{d}\kappa_y\right]\mathrm{d}\kappa_y'\right\}. \\ &= \frac{1}{4\pi}\sum_{q=1}^{\infty}\sum_{q'=1}^{\infty}\mathrm{Re}\left\{\int_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{\omega\rho_0}{k_z}\right)v_q a_q\left(\kappa_y\right)v_{q'}^* a_{q'}^*\left(\kappa_y\right)\mathrm{d}\kappa_y\right\}\end{aligned} \tag{2.86}$$

로 계산된다. 단위 길이당 입사파워는

$$\hat{\Pi}_i\left(\theta\right) = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\frac{1}{l_x}\int_{-\infty}^{\infty}\int_0^{l_x} p_i\left(x,y\right)v_i^*\left(x,y\right)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\right\}. \tag{2.87}$$

를 통해 계산될 수 있다. 식(2.87)에서 p_i 와 v_i 는 각각 입사 음압과 평판과 수직한 방향의 유체 입자 속도를 뜻하며 다음과 같은 관계를 만족한다.

$$\mathrm{j}\omega\rho_0 v_i = -\left.\frac{\partial p_i}{\partial z}\right|_{z=0}. \tag{2.88}$$

$$\mathrm{j}\omega\rho_0 v_i(x,y) = \mathrm{j}k_z p_i(x,y). \tag{2.89}$$

위 식을 정리하면 수직한 방향의 유체 입자 속도는

$$\begin{aligned} v_i(x,y) &= \frac{k}{\omega\rho_0}\cos\theta\, p_i(x,y) \\ &= \frac{\cos\theta}{\rho_0 c_0} p_i \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_x x}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_y y} \end{aligned}, \tag{2.90}$$

이 된다. 따라서 단위 길이당 입사 파워는

$$\begin{aligned} \hat{\Pi}_i(\theta) &= \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\frac{1}{l_x}\int_0^{l_y}\int_0^{l_x} p_i(x,y)v_i^*(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\right\} \\ &= \frac{\cos\theta}{2\rho_0 c_0} l_y |p_i|^2 \end{aligned}, \tag{2.91}$$

로 계산될 수 있다. 입사 파워에 대한 투과 파워의 비는 τ 는 투과 계수(transmission coefficient)로 나타낼 수 있고 투과 파워와 입사 파워를 단위 길이로 각각 나누어 주면

$$\tau(\theta,\varphi) = \frac{\hat{\Pi}_t(\theta,\varphi)}{\hat{\Pi}_i(\theta)}, \tag{2.92}$$

로 나타낼 수 있다. 최종적으로 음향 투과손실(sound transmission loss)은 다음식을 통해서 계산된다.

$$R = 10\log_{10}\left(\frac{1}{\tau}\right). \tag{2.93}$$

수직 입사에 대한 단순 띠 평판의 음향 투과손실을 Fig. 2.18에 나타냈다. 음향 투과손실은 첫번째 cut-on주파수에 해당하는 약 15 Hz에서 가장 낮으며 이때는 첫번째 모드의 전파 파동이 생기게 되므로 음파의 투과가 가장 크게 일어난다. 그 후 주파수가 증가할수록 음향 투과손실은 점점 증가한다. 띠 평판의 이론 해석에서는 차수마다 음향 투과손실을 계산할 수 있으므로 n = 1, 3, 5일 때 음향 투과손실을 Fig. 2.18에 함께 비교

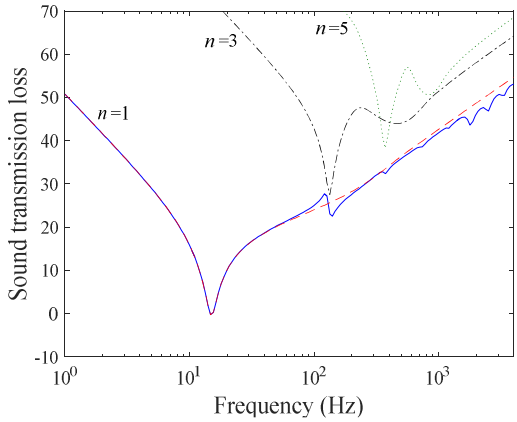
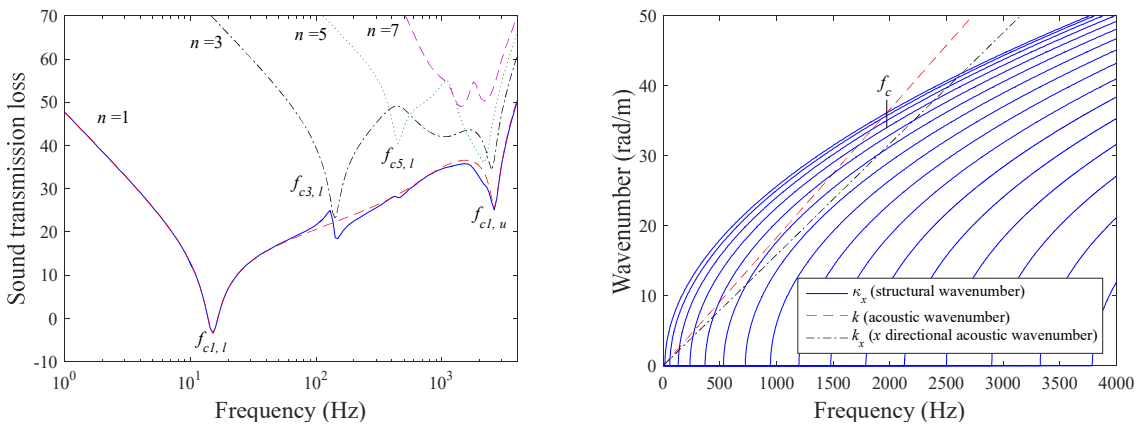


Fig. 2.18. The sound transmission loss for the normal incidence (a) at n = 1, 3, 5.

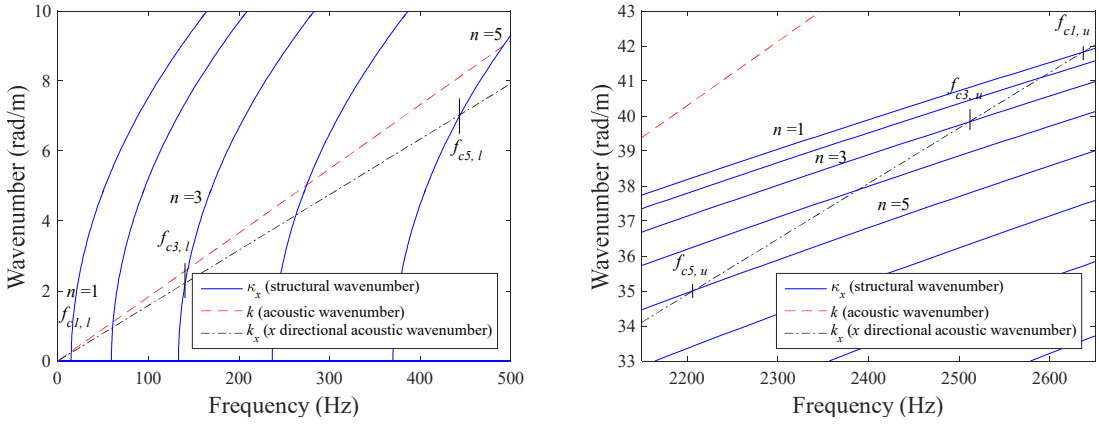
했다. 수직 입사의 경우에는 외력이 폭방향으로 좌우 대칭으로 가해지지 때문에 n이 짝수 일 때는 응답이 발생하지 않는다. n=1일 때 음향 투과손실은 모든 차수의 응답을 합한 음향 투과손실에 가장 큰 영향을 미치는 것을 알 수 있다. 또한 높은 차수(n=3, 5 등등)의 파동은 각각의 cut-on 주파수에서 전체 음향 투과손실에 영향을 주는 것을 확인할 수 있다.

경사 입사에 대해서 2가지 경우에 대해 살펴보려한다. 첫번째는 앙각은 60°이고 방위각은 x 축과 평행한 경우($\theta = 60^\circ$, $\varphi = 0^\circ$), 두번째는 앙각은 60°로 같지만 방위각은 y 축과 평행한 경우($\theta = 60^\circ$, $\varphi = 90^\circ$)이다. 첫번째 경우의 경사 입사에 대한 음향 투과손실을 Fig. 2.19(a)에 나타냈다. 투과손실의 경향에 대해 알아보기 위해 n=1부터 7까지의 음향 투과손실을 Fig. 2.19(a)에 나타냈다. k_y가 0이므로 입사파가 폭방향 좌우



(a) (b)

Fig. 2.19. (a) The sound transmission loss for the oblique incidence and (b) the dispersion diagram.



(a) (b)

Fig. 2.20. The magnified diagram (a) between 0 Hz and 500 Hz and (b) between 2150 Hz and 2650 Hz.

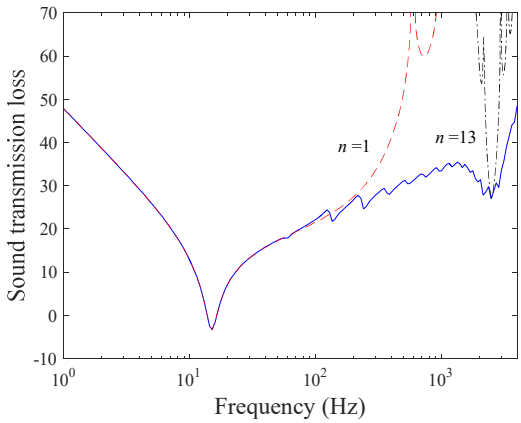


Fig. 2.21. The sound transmission loss for the oblique incidence.

대칭이기 때문에 n이 짝수 일 때는 음향 투과손실이 발생되지 않는다. 1부터 5일때는 각각 저주파수와 고주파수에서 딥이 발생한다. 이 피크에 대해 살펴보기 위해 띠 평판의 분산선도, 음향 파수, 입사파의 x 방향 파수(k_x)를 Fig. 2.19(b)에 함께 나타냈다. Fig. 2.19(b)를 통해 k_x와 κ가 일치하는 주파수가 여러 개 존재함을 알 수 있다. 이 주파수에 대해 알아보기위해 Fig. 2.19(b)를 Fig. 2.20에 확대해서 나타냈다. Fig. 2.20를 통해 Fig. 2.19(a)의 음향 투과손실 딥은 k_x와 κ가 일치하는 주파수에서 발생함을 알 수 있다. 두번째 경우의 경사 입사에 대한 음향 투과손실은 Fig. 2.21에 나타냈다. 이 경우에는 1 kHz이상의 고주파수 영역에서 많은 골들을 찾아볼 수 있다. 이 골들이 발생하는 주파수는 고차수 파동이 cut-on되는 주파수 인 것을 알 수 있다.

2.4.3 확산 음장

확산 음장이란 실내 전공간에서 균일한 음압 분표를 가지면서 공간내 임의의 위치에서 음의 에너지가 모든 방향으로 균일하게 전파되는 음장을 뜻한다. 실내의 모든 면에서 음을 반사시켜서 확산 음장을 형성하는 음향측정실을 잔향실이라 한다. 하지만 실제로 100% 확산음장 형태의 잔향실을 만드는 일은 불가능 하다. 실내 음장을 확산음장에 가깝게 하기 위해서는 실의 크기가 파장에 비해 충분히 크고 벽면이 파장과 동일 정도 크기의 불규칙성(경사, 부정형, 불균일한 흡음성 등)을 갖도록 하는 일이 필요하다.

확산 음장은 단일한 평면파가 아니라 각기 서로 다른 크기, 위상, 방향을 가진 무수히 많은 파동들로 이루어져 있다. 확산 음장에서는 평판에 가진되는 입사파의 음향세기가 모든 방향에서 균일하게 분포되어 있다고 가정한다. 따라서 각각의 입체각(solid angle) 요소에 대해 동등한 파워가 평판에 입사된다. 이러한 입사 형태를 '랜덤 입사(random incidence)'라 한다. 평판에 가해지는 입사파의 입체각을 Fig. 2.22과 같이 정의한다. 입체각의 미소면적을 $\mathrm{d}\Omega$ 라 하면 $\mathrm{d}\Omega = \sin\theta \mathrm{d}\theta \mathrm{d}\varphi$ 로 나타낼 수 있다. 평판의 미소면적을 $\mathrm{d}S$ 라 할 때 미소면적을 앙각(elevation angle, θ)과 방위각(azimuth angle, φ) 방향에 투영시키면 $\cos\theta \mathrm{d}S$ 가 된다. 그러므로 입체각의 미소면적 $\mathrm{d}\Omega$ 로부터 평판의 미소면적 $\mathrm{d}S$ 에 도달한 입사 음향 에너지는 $I\cos\theta \mathrm{d}S\mathrm{d}\Omega$ 이다. 따라서 $\mathrm{d}S$ 에 대한 전체 입사 에너지는

$$E_{i,\mathrm{total}} = I\,\mathrm{d}S\int_0^{\pi/2}\int_0^{\pi/2}\sin\theta\cos\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\varphi\,. \tag{2.94}$$

가 된다. 한편 입사 음향 에너지 $I\cos\theta \mathrm{d}S\mathrm{d}\Omega$ 로부터 투과된 에너지는 $I\cos\theta \mathrm{d}S\mathrm{d}\Omega\tau(\theta,\varphi)$ 로 나타낼 수 있으며 $\mathrm{d}S$ 에 대한 전체 투과 에너지는

$$E_{t,\mathrm{total}} = I\,\mathrm{d}S\int_0^{\pi/2}\int_0^{\pi/2}\tau(\theta,\varphi)\sin\theta\cos\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\varphi\,. \tag{2.95}$$

가 된다. 따라서 확산 음장에서의 투과 계수는 다음 식을 통해 계산될 수 있다. [24]

$$\tau_d = \frac{\int_0^{\pi/2}\int_0^{\theta_{\mathrm{lim}}}\tau(\theta,\varphi)\sin\theta\cos\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\varphi}{\int_0^{\pi/2}\int_0^{\theta_{\mathrm{lim}}}\sin\theta\cos\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\varphi}\,. \tag{2.96}$$

식(2.96)에서 $\theta_{\lim}$ 은 이론적으로 90° 까지 계산될 수 있지만 실제로 입사파가 평판과 평행에 가까운 방향으로 가진 될 때는 투과가 발생하지 않는다. (투과되지 못하고 반사파만 발생한다.) 참고문헌[1, 19]에는 실험 결과와 가장 유사한 결과를 주는 $\theta_{\lim}$ 은 78° 로 명시되어 있다. 따라서 본 연구에서는 $\theta_{\lim} = 78°$ 가 사용되었다. 무한 평판의 경우 투과계수는 다음 식으로 간략화 된다. [24]

$$\tau_d = \frac{\int_0^{\theta_{\lim}} \tau(\theta)\sin\theta\cos\theta \mathrm{d}\theta}{\int_0^{\theta_{\lim}} \sin\theta\cos\theta \mathrm{d}\theta} = \int_0^{\theta_{\lim}} \tau(\theta)\sin 2\theta \mathrm{d}\theta \,. \tag{2.97}$$

식(2.96)에서 계산된 투과 계수를 식(2.93)에 대입하면 확산 음장에서의 음향 투과손실을 계산할 수 있다. 무한 평판에 대한 음향 투과손실특성은 4장에서 더 자세히 다루었다. 확산 음장에서 띠 평판의 음향 투과손실 결과를 Fig. 2.23에 나타냈다. Fig. 2.23을 보면 약 2 kHz 근처에서 경사 입사에서 나타난 것처럼 음향 투과손실의 감소가 또렷이 나타났다. 이 주파수는 Fig. 2.19(b)에서 음향 파수와 구조물의 파수가 같은 임계주파수(coincidence frequecy, f_c)에 해당하며 이 주파수 근처에서는 파동이 집중되는 현상이 발생하므로 음향 투과손실이 감소하게 된다.

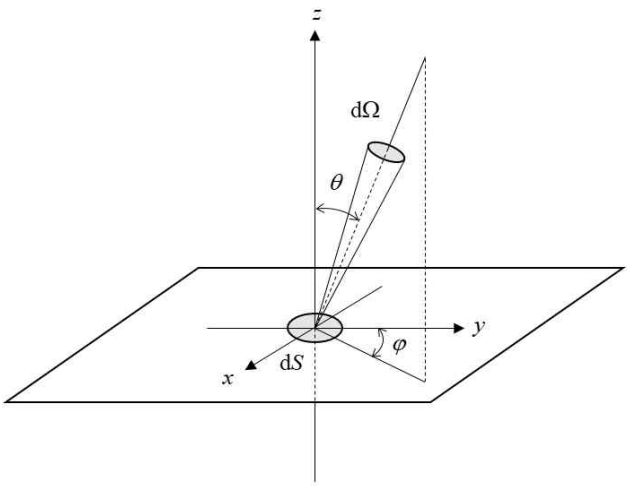


Fig. 2.22. The polar coordinate for the random incidence.

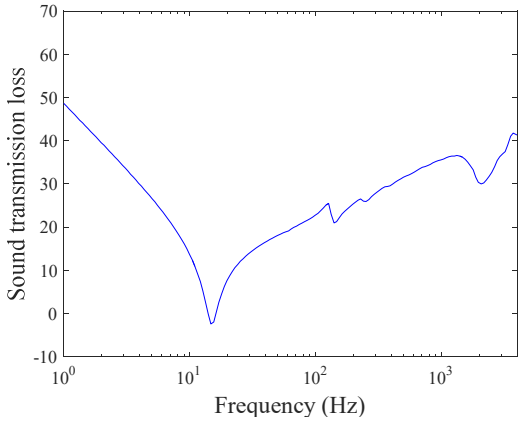


Fig. 2.23. The sound transmission loss for the diffuse sound field by the theoretical methods.

2.5 요약

2장에서는 폭이 유한한고 길이가 무한한 단순 띠 평판의 진동 및 소음 특성을 이론해석 하였다. 폭의 양단에 단순지지 경계조건은 주어 폭방향으로는 싸인 함수의 모드가 발생한다고 가정하고 길이방향으로는 단순 조화 운동을 한다고 가정하였다.

자유 진동에서는 분산선도를 통해 띠 평판의 파동 전파 특성을 살펴보았다. 띠 평판의 길이방향 파수는 2개의 실수, 2개의 허수로 총 4개의 파수가 존재하였으며 실수부의 파수는 길이방향으로 전파되는 파동, 허수부의 파수는 근접장 파동을 나타냈다. 속도 제곱 평균은 평판의 중앙에서 7.5 cm 벗어난 지점을 점하중으로 가진 하였을 때 첫번째 cut-on 주파수에서 가장 큰 응답이 나타났으며 첫번째 파동의 cut-on 이후에는 주파수가 증가할수록 평균속도가 점점 낮아지는 것을 확인할 수 있었다. 음향 파워의 가장 큰 특징은 폭방향 모드에 관계없이 약 2 kHz 에서 큰 피크가 발생하는 것이다. 이 주파수는 띠 평판 구조물의 파수와 음향 파수가 같게 되는 임계주파수(또는 일치주파수)에서 발생하며 파수가 같게 되는 일치 현상 때문에 파워가 크게 발생한다. 방사효율 측면에서 평균 속도는 점점 감소하고 파워는 증가하기 때문에 작은 진동으로 큰 소음을 발생시킨다. 따라서 임계주파수에서 방사효율이 최대값을 갖게 된다.

띠 평판의 음향 투과손실은 첫 번째 모드의 파동이 생길 때 투과가 가장 크게 일어났다. 수직 입사의 경우 첫 번째 모드의 파동이 모든 차수의 응답을 합한 음향 투과손실에 가장 큰 영향을 미치는 것을 확인할 수 있었다. 고주파수 영역에서는 무한 평판의 질량 법칙과 유사한 경향을 보이는데 이는 4장에서 자세히 다루도록 한다.

입사각이 y축과 수직인 음향 투과 손실의 경우 입사파의 x 방향 파수와 구조물의 파수가 일치하는 주파수에서 골(dip)이 나타났다. 입사각이 x 축과 수직인 음향 투과 손실의 경우 평판의 폭방향 모드가 cut-on 되는 주파수에서 골(dip)이 나타났다. 확산 음장에서의 음향 투과손실은 첫 번째 모드의 파동이 생길 때 가장 차음성능이 좋지 않았으며 임계주파수 주변에서도 구조물 파수과 음향 파수의 일치효과에 의해 차음성능이 좋지 않았다.

3. 도파관 유한 요소/경계 요소 (waveguide finite element/boundary element, WFE/BE)방법

이번 장에서는 도파관 유한요소/경계요소(waveguide finite element/boundary element) 방법에 대해 살펴보려고 한다.

도파관 유한요소/경계요소법은 단면의 형상이 길이방향으로 일정한 도파관 구조물(waveguide structure)의 진동 및 소음 해석을 효과적으로 수행하기 위해 개발된 수치해석 기법이다. 도파관 유한요소 해석에서는 구조물 단면의 진동모드가 길이방향으로 조화 진동하면서 전파한다고 가정하므로 구조물의 2차원 단면만을 FE 모델링하고 파동의 길이방향 전파는 복소 지수 함수를 이용하여 표현한다. 만약 WFE가 유체와 닿아 있는 경우, 구조물과 연성된 유체는 경계요소(boundary element)로 모델링하며 WFE처럼 2차원 경계면 만을 모델링한다. WFE/BE방법은 2차원 단면만을 모델링하여 해석하므로 다루어야 하는 모델의 크기가 작고 연산속도가 빠르다는 장점이 있다. 따라서 단면의 형상이 복잡한 이중 보강 띠 평판의 경우 기존의 유한요소법에 비해 해석 모델의 크기가 훨씬 줄어들어 유한요소법보다 더 높은 주파수 대역까지 해석이 가능하다.

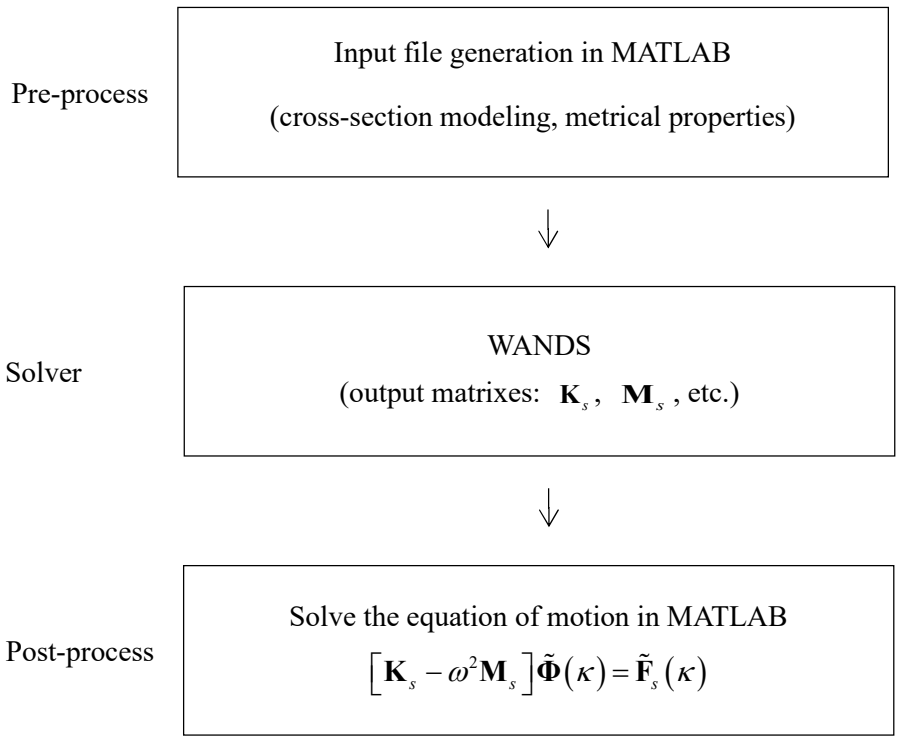


Fig. 3.1. Process for using WANDS.

본 연구에서는 도파관 유한 요소 해석을 위해 영국 ISVR에서 개발한 'WANDS' 프로그램을 사용하였다. [25, 26] WANDS를 사용해 WFEM을 해석하는 과정은 Fig. 3.1에 나타냈다. Fig. 3.1에 나타나 있듯이 WANDS로부터 얻은 출력 행렬(output matrix, ex: $\mathbf{K}_s$, $\mathbf{M}_s$ 등등)을 이용해 식(3.2)의 해를 구하는 후처리 과정(post-processing)은 MATLAB을 이용하였다.

3.1 도파관 유한 요소 (waveguide finite element, WFE) 방법

3.1.1 도파관 유한 요소

도파관 유한 요소(또는 파수영역 유한요소) 방법은 띠 평판[3, 10, 11, 12, 13, 23], 철로[27~32] 등과 같은 도파관 구조물의 진동해석에 사용되었다. 이 수치해석 기법은 2차원 단면만 모델링하고 단면의 변형이 길이방향으로 조화 진동을 한다고 가정한다. 도파관 유한 요소 해석을 위한 지배 방정식은 참고문헌[9]에 상세히 소개되어 있으며, 본 절에서 지배방정식으로부터 해를 구하는 과정에 관해 간략히 소개한다. WFE 단면의 변위 벡터를 $\mathbf{u}(x,t)=\tilde{\mathbf{\Phi}}(\kappa)\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-\kappa x)}$라 한다면 도파관 유한요소 지배 방정식은

$$\left[\mathbf{K}_{s,4}\frac{\partial^4}{\partial x^4}+\mathbf{K}_{s,2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\mathbf{K}_{s,1}\frac{\partial}{\partial x}+\mathbf{K}_{s,0}+\mathbf{M}_s\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right]\mathbf{u}(x,t)=\mathbf{F}_s, \tag{3.1}$$

으로 표현되며 여기에서 여기서 $\mathbf{K}_{s,4}$, $\mathbf{K}_{s,2}$, $\mathbf{K}_{s,1}$, $\mathbf{K}_{s,0}$ 은 강성과 관련된 행렬, $\mathbf{M}_s$ 은 질량행렬, $\mathbf{F}_s$ 는 구조물에 작용하는 외력 벡터이다. 강성 행렬에서 $\mathbf{K}_{s,4}$ 는 굽힘(out-of-plane motion)에 관련된 항이고 $\mathbf{K}_{s,1}$ 은 in-plane motion 에만 관련된 항이다. $\mathbf{K}_{s,2}$ 와 $\mathbf{K}_{s,0}$ 는 out-of-plane motion 과 in-plane motion 모두 포함하고 있다. 단면 모델링에 평판요소가 아닌 고체요소(solid element)가 사용되는 경우에는 평판요소의 굽힘(bending)이 포함되어 있는 $\mathbf{K}_{s,4}\frac{\partial^4}{\partial x^4}$ 항은 사라진다. $\mathbf{u}(x,t)$를 식(3.1)에 대입하면 식(3.2)를 얻을 수 있으며

$$\left[\mathbf{K}_{s,4}(-\mathrm{j}\kappa)^4+\mathbf{K}_{s,2}(-\mathrm{j}\kappa)^2+\mathbf{K}_{s,1}(-\mathrm{j}\kappa)+\mathbf{K}_{s,0}-\omega^2\mathbf{M}_s\right]\tilde{\mathbf{\Phi}}(\kappa)=\tilde{\mathbf{F}}_s(\kappa), \tag{3.2}$$

여기서 $\tilde{\mathbf{\Phi}}(\kappa)$ 는 단면의 모드형상 벡터이다. 식(3.2)는 $\tilde{\mathbf{F}}_s = 0$ 일 때 두 개의 변수, 즉, 파수 κ 와 주파수 ω 를 가진 고유치문제가 되며 두 변수 중 하나가 주어지면 풀 수 있다. 즉, κ 가 주어지면 ω 를 구하는 고유치문제(eigenvalue problem)가, ω 가 주어지면 κ 를 구하는 다항 고유치문제(polynomial eigenvalue problem)가 된다. 위 두 가지 중 어떤 방법으로 풀 것 인가는 어떤 결과치가 필요한가에 따라 결정된다. 즉, 분산선도를 얻고자 하면 파수를 주고 주파수를 구하는 고유치문제로, 가진력에 대한 응답특성을 얻고자 한다면 주파수를 주고 파수를 구하는 다항 고유치문제로 해석해야 한다.

3.1.2 유체 유한 요소

만약 이중 평판과 같이 도파관 구조물의 내부에 공기 같은 유체가 채워져 있는 경우, 이 유체를 유한요소로 모델링 할 수 있다. 유체 유한요소의 지배방정식은

$$\left[\mathbf{K}_{f,2}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \mathbf{K}_{f,0} + \mathbf{M}_f\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right]\mathbf{\Psi}_{\text{in}}(x) = \mathbf{F}_f(x), \tag{3.3}$$

으로 나타낼 수 있으며 여기에서 $\mathbf{K}_{f,2}$, $\mathbf{K}_{f,0}$ 는 내부 유체의 질량에 관련된 행렬, $\mathbf{M}_f$ 는 강성 행렬, $\mathbf{F}_f$ 는 내부 유체에 가해지는 외력 벡터를 뜻한다. 식(3.3)을 파수영역으로 변환하면 식(3.4)의 형태로 나타낼 수 있다.

$$\left[\mathbf{K}_{f,2}(-\mathrm{j}\kappa)^2 + \mathbf{K}_{f,0} - \omega^2\mathbf{M}_f\right]\tilde{\mathbf{\Psi}}_{\text{in}}(\kappa) = \tilde{\mathbf{F}}_f(\kappa). \tag{3.4}$$

내부 유체와 구조물 사이의 연성조건을 고려한 지배방정식은

$$\left(\begin{bmatrix}\mathbf{K}_s(\kappa) & \mathbf{0}\\ \mathbf{0} & \mathbf{K}_f(\kappa)\end{bmatrix} + \mathrm{i}\omega\begin{bmatrix}\mathbf{0} & \mathbf{C}_3\\ -\mathbf{C}_3^{\mathrm{T}} & \mathbf{0}\end{bmatrix} - \omega^2\begin{bmatrix}\mathbf{M}_s & \mathbf{0}\\ \mathbf{0} & \mathbf{M}_f\end{bmatrix}\right)\begin{Bmatrix}\tilde{\mathbf{\Phi}}\\ \tilde{\mathbf{\Psi}}_{\text{in}}\end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix}\tilde{\mathbf{F}}_s\\ \tilde{\mathbf{F}}_f\end{Bmatrix}, \tag{3.5}$$

로 나타낼 수 있다. 여기에서 $\mathbf{C}_3$ 는 도파관 구조물과 내부 유체 사이의 연성을 나타내는 형렬이며, 상 첨자 T는 행렬의 전치(transpose)를 뜻한다.

3.2 파수 영역 경계 요소 (wavenumber domain boundary element, WBE) 방법

도파관 구조물이 유체와 닿아 있는 경우, 구조물과 닿아 있는 외부 영역을 파수 경계 요소(wavenumber domain boundary element)로 모델링할 수 있다. 도파관 구조물의 소음 특성을 해석하기 위해서 경계요소를 도파관 유한 요소와 연성시키고 도파관 구조물의 음향 파워를 계산한다.

경계면에 수직한 방향 ($\mathbf{n}$ 방향)의 유체 입자 속도와 음압은 속도 포텐셜을 이용해 다음과 같이 표현된다.

$$\tilde{p}(\kappa) = \mathrm{j}\omega\rho_0\tilde{\psi}\,. \tag{3.6}$$

$$\tilde{v}_n(\kappa) = -\frac{\partial\tilde{\psi}}{\partial\mathbf{n}}\,. \tag{3.7}$$

유체 경계 요소는 도파관 유한 요소(WFE)와 같이 2차원 단면만 모델링 되기 때문에 2차원 Helmholtz 방정식에 x 방향으로 존재하는 파수를 반영하면 파수 영역 경계 요소 지배방정식을 얻을 수 있다.

$$\Delta_{2D}\tilde{\psi} + \left(k^2 - \kappa^2\right)\tilde{\psi} = 0\,. \tag{3.8}$$

여기에서 Δ_{2D} 는 2차원 Laplace 연산자($\Delta_{2D} = \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$), $\tilde{\psi}$ 는 유체의 속도 포텐셜(velocity potential), k 는 유체에서 전파되는 음파의 파수로써 $k = \omega/c_0$ 이며 c_0 는 음파의 전파 속도이다. 식(3.8)에서 $k^2 \geq \kappa^2$ 인 경우, $\sqrt{k^2 - \kappa^2}$ 는 실수가 되어 유체로 전파되는 음파를 묘사한다. 반면 $k^2 \leq \kappa^2$ 인 경우, $\sqrt{k^2 - \kappa^2}$ 는 허수가 되어 경계면에 수직한 방향으로 전파되지 못하는 근접장 파동(nearfield wave)을 얻게 된다. 2차원 단면 모델에서 경계조건은

$$\int_\Gamma \left(\delta\tilde{\psi}^* \frac{\partial\tilde{\psi}}{\partial\mathbf{n}} - \tilde{\psi}\frac{\partial\left(\delta\tilde{\psi}^*\right)}{\partial\mathbf{n}} \right) \mathrm{d}\Gamma = 0\,, \tag{3.9}$$

이며 Γ 는 2차원 단면의 둘레(perimeter)를 나타낸다. 식(3.8)와 식(3.9)로부터 구한 유체공간에 대한 경계요소 지배방정식은

$$\mathbf{H}(\kappa)\tilde{\mathbf{\Psi}}_{\mathrm{ex}} - \mathbf{G}(\kappa)\frac{\partial\tilde{\mathbf{\Psi}}_{\mathrm{ex}}}{\partial\mathbf{n}} = \frac{\tilde{\mathbf{P}}_i}{\mathrm{j}\omega}\,, \tag{3.10}$$

이며 여기에서 $\tilde{\mathbf{P}}_i$ 는 WBE의 노드에 입사되는 음압을 나타내며, $\mathbf{H}(\kappa)$ 와 $\mathbf{G}(\kappa)$ 는 파수에 대한 Green 함수 행렬을 나타낸다. $\tilde{\mathbf{\Psi}}_{\mathrm{ex}}$ 와 $\partial\tilde{\mathbf{\Psi}}_{\mathrm{ex}}/\partial\mathbf{n}$ 는 WBE의 노드에서 정의되는 벡터이다.

3.3 도파관 유한 요소/경계요소 연성

WFE와 WBE를 연성할 때 유체의 영향으로 생기는 압력이 도파관 유한 요소에 외력으로 작용하게 되며 경계요소로부터 발생하는 가상일을 식(3.2)의 외력 항에 대해 주어야 한다. 연성된 지배방정식은 식(3.11)로 표현된다.

$$\left[\mathbf{K}_s(\kappa)-\omega^2\mathbf{M}_s\right]\tilde{\mathbf{\Phi}}=\tilde{\mathbf{F}}_s+\mathrm{j}\omega\rho_0\mathbf{C}_1\tilde{\mathbf{\Psi}}_{\mathrm{ex}}. \tag{3.11}$$

여기에서 $\mathbf{C}_1$ 은 유한요소와 경계요소 간 연성행렬을 나타낸다. 즉, 식(3.11)은 유한요소와 경계요소사이에 나타나는 힘의 연성을 나타낸다. 도파관 유한 요소와 경계요소가 서로 접하는 노드에서는 유체 입자와 고체요소의 수직방향 속도가 같아야 하므로 경계면에서 접하는 모든 노드에 대한 연성조건을 구하면 식(3.12)과 같다.

$$\mathbf{I}\frac{\partial\tilde{\mathbf{\Psi}}_{\mathrm{ex}}}{\partial\mathbf{n}}-\mathrm{j}\omega\mathbf{C}_2\tilde{\mathbf{\Phi}}=\mathbf{0}. \tag{3.12}$$

여기에서 $\mathbf{I}$ 는 도파관 유한 요소와 접하는 경계요소를 정의하는 0 또는 1로 구성된 행렬이며, $\mathbf{C}_2$ 는 경계요소와 접하는 도파관 유한 요소의 변위를 경계면에 수직인 $\mathbf{n}$ 방향 변위로 변환시키는 행렬이다. 유체와 연성된 도파관의 경우 식(3.10), 식(3.11) 그리고 식(3.12)를 함께 풀어주어야 하며 식(3.13)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{bmatrix} \mathbf{K}_s(\kappa)-\omega^2\mathbf{M}_s & \mathrm{j}\omega\mathbf{C}_3 & -\mathrm{j}\omega\rho_0\mathbf{C}_1 & \mathbf{0} \\ -\mathrm{j}\omega\mathbf{C}_3^{\mathrm{T}} & \mathbf{K}_f(\kappa)-\omega^2\mathbf{M}_f & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{H}(\kappa) & -\mathbf{G}(\kappa) \\ -\mathrm{j}\omega\mathbf{C}_2 & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{I} \end{bmatrix}\begin{Bmatrix} \tilde{\mathbf{\Phi}} \\ \tilde{\mathbf{\Psi}}_{\mathrm{in}} \\ \tilde{\mathbf{\Psi}}_{\mathrm{ex}} \\ \partial\tilde{\mathbf{\Psi}}_{\mathrm{ex}}/\partial\mathbf{n} \end{Bmatrix}=\begin{Bmatrix} \tilde{\mathbf{F}}_s \\ \tilde{\mathbf{F}}_f \\ \tilde{\mathbf{P}}_i/\mathrm{j}\omega \\ \mathbf{0} \end{Bmatrix}, \tag{3.13}$$

식(3.13)으로 부터 $\tilde{\mathbf{\Psi}}_{\mathrm{ex}}$ 와 $\partial\tilde{\mathbf{\Psi}}_{\mathrm{ex}}/\partial\mathbf{n}$ 을 얻을 수 있으며 이를 식(3.6)와 식(3.7)에 대입하면 음압과 수직방향 속도를 계산할 수 있다.

3.4 WFE/BE 방법을 이용한 방사효율 계산

도파관 구조물의 방사효율은 식(3.14)를 통해 계산될 수 있다.

$$\sigma = \frac{\Pi}{\rho_0 c_0 \Gamma \left\langle \overline{v^2} \right\rangle_{\inf}} . \tag{3.14}$$

식(3.14)에서 분자는 음향 파워이며

$$\Pi = \frac{1}{4\pi} \mathrm{Re}\left\{ \int_{-k}^{k} \int_{\Gamma} \tilde{p}(\kappa, y) \tilde{v}_n^*(\kappa, y) \mathrm{d}y \mathrm{d}\kappa \right\} . \tag{3.15}$$

를 통해 계산되고 분모는 시간 공간에 대한 평균 속도이며

$$\left\langle \overline{v^2} \right\rangle_{\inf} = \frac{1}{4\pi\Gamma} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\Gamma} \left| \tilde{v}_n(\kappa, y) \right|^2 \mathrm{d}y \mathrm{d}\kappa . \tag{3.16}$$

로 계산된다.

3.5 WFE/BE 방법을 이용한 음향 투과손실 계산

3.5.1 무한 길이 평판의 음향 투과손실 계산

WFE/BE 방법을 이용한 음향 투과손실 계산에서 평판을 가진 하는 입시파가 우선 정의되어야 한다. 입사파는 Fig. 3.2에 나타낸 것처럼 *y-z* 평면에서 ϕ 의 각도, *x* 축과 관련해서 χ 의 각도를 가지고 정의된다. 평판에 가진 되는 입사 음압은

$$p_i(x, y, z) = P_i \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_x x} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_y y} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_z z} \quad . \tag{3.17}$$

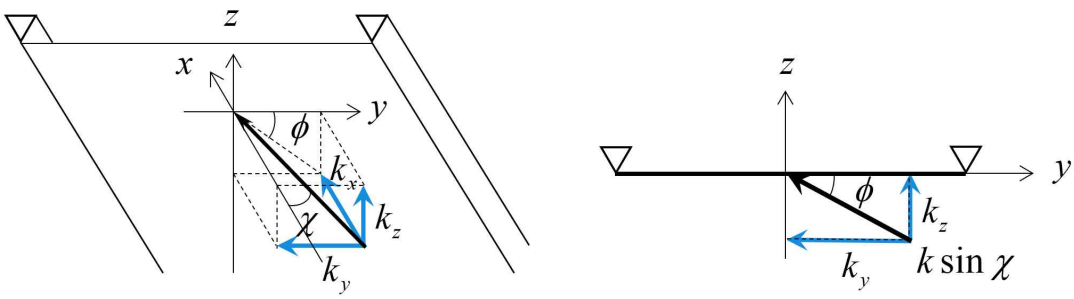
여기에서 P_i는 입사 음압의 크기를 나타내고 k_x, k_y, k_z는 각각 입사파의 *x*, *y*, *z* 파수를 뜻한다. 이 파수는 ϕ와 χ를 이용해 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$k_x = k \cos\chi \quad . \tag{3.18}$$

$$k_y = k \sin\chi \cos\phi \quad . \tag{3.19}$$

$$k_z = k \sin\chi \sin\phi \quad . \tag{3.20}$$

여기에서 음향파수는 $k = \left(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2\right)^{1/2}$ 로 나타낼 수 있다. 무한 길이 띠 평판은 *x* 방향으로 무한 길이를 가지므로 입사파의 *x* 방향 파수는 구조물의 *x* 방향 파수와 같다. ($k_x = \kappa$) 평판과 유체가 닿아 있는 곳에서 평판과 수직 방향 성분을 갖는 유체 입자 속도는



(a) (b)

Fig. 3.2. Coordinates used to define a wave incident on the bottom plate (a) in 3D space and (b) in the *y*-*z* plane.

$$v_i(x,y)=\frac{p_i(x,y)}{\rho_0 c_0}\sin\phi\sin\chi\,, \tag{3.21}$$

로 나타낼 수 있기 때문에 x 방향 단위길이당 입사파워는

$$\hat{\Pi}_i(\phi,\chi)=\frac{\sin\phi\sin\chi}{2\rho_0 c_0}\int_\Gamma |P_i|^2\,\mathrm{d}y\,, \tag{3.22}$$

로부터 계산될 수 있다. x 방향 단위길이당 투과 파워는 평판 윗면의 투과 음압, 유체 입자 속도를 이용하여

$$\hat{\Pi}_t(\phi,\chi)=\frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\int_\Gamma \tilde{p}_t(\phi,\chi,y)\tilde{v}_t^*(\phi,\chi,y)\mathrm{d}y\right\}, \tag{3.23}$$

로부터 계산될 수 있다.

음향파워 투과 계수는 x 방향 단위길이당 입사파워와 투과파워의 비를 통하여 계산될 수 있으므로

$$\tau(\phi,\chi)=\frac{\hat{\Pi}_t(\phi,\chi)}{\hat{\Pi}_i(\phi,\chi)}\,. \tag{3.24}$$

가 된다. 식(3.24)은 특정 각도 ϕ와 χ에 의해 정의되므로 확산 음장에서의 투과 계수는

$$\tau_d=\frac{\int_{\chi_0}^{\pi/2}\int_{\phi_0}^{\pi/2}\tau(\phi,\chi)\sin^2\chi\sin\phi\,\mathrm{d}\phi\,\mathrm{d}\chi}{\int_{\chi_0}^{\pi/2}\int_{\phi_0}^{\pi/2}\sin^2\chi\sin\phi\,\mathrm{d}\phi\,\mathrm{d}\chi}\,. \tag{3.25}$$

로 계산된다. 참고문헌[1, 19]에 따르면 예측 결과와 실험결과가 잘 일치하는 적분범위는 $\phi_0 = \chi_0 = 12^\circ$ 라 명시 되어있다. 따라서 본 연구에서는 $\phi_0 = \chi_0 = 12^\circ$ 의 각도가 사용될 것이다. 마지막으로 확산 음장에서 음향 투과손실은

$$R = 10\log_{10}\left(\frac{1}{\tau_d}\right). \tag{3.26}$$

로 계산된다.

3.5.2 공간 윈도우 함수를 이용한 유한 길이 평판의 음향 투과손실 계산

WFE/BE 방법은 구조물이 x 방향으로 무한한 길이를 가진다는 가정을 기반으로 본 연구에 적용되었다. 하지만 유한 길이를 갖는 실제 구조물에 적용하기에는 이 가정이 적합하지 않다. 일반적으로 평판의 음향 투과손실을 측정하기 위해서는 두개의 방사이에 구멍을 내고 그 구멍에 평판을 설치하여 실험을 수행해야한다. 이는 평판의 x 방향에 대해 베플 조건(baffled condition)을 주는 것에 해당한다. WFE/BE 방법에 이를 반영하기 위해 실제 평판과 같은 길이를 갖는 직사각형 윈도우 함수가 도입된다.

공간 영역에서 $|x| < L_w/2$ 에서 $w(x) = 1$, 그 외 영역에서 $w(x) = 0$ 인 직사각형 윈도우 함수를 무한 길이 평판에 적용한다. L_w 는 실제 평판 길이와 같은 윈도우 함수의 길이를 뜻한다. 이 직사각형 윈도우 함수는 퓨리에 변환을 이용하면 파수 영역에서

$$\tilde{w}(\kappa) = L_w \frac{\sin(\kappa L_w/2)}{\kappa L_w/2}, \tag{3.27}$$

로 나타낼 수 있다. 파수 영역 윈도우 함수는 음향 투과손실을 계산하는 데에 사용된다.

공간 윈도우 함수가 적용되는 전체 과정은 3개의 단계로 나눠질 수 있다. 첫번째, 윈도우 함수가 입사 음압에 적용된다.

$$p_{i,w}(x, y, \phi, \chi) = p_i(x, y, \phi, \chi)\, w(x). \tag{3.28}$$

여기에서 하첨자 w 는 윈도우 관련항을 의미한다. 식(3.28)은 파수영역에서 합성곱의 형태로 나타낼 수 있다.

$$\tilde{p}_{i,w}(\kappa,y,\phi,\chi)=\tilde{p}_i(\kappa,y,\phi,\chi)*\tilde{w}(\kappa). \tag{3.29}$$

여기에서 *는 합성곱 연산자를 의미한다. 윈도우된 유체 입자 속도는

$$\tilde{v}_{i,w}(\kappa,y,\phi,\chi)=\frac{\sin\phi\sin\chi}{\rho_0 c_0}\tilde{p}_{i,w}(\kappa,y,\phi,\chi). \tag{3.30}$$

가 된다. 그리고 윈도우된 입사파워($\Pi_{i,w}$)는

$$\Pi_{i,w}(\phi,\chi)=\frac{1}{4\pi}\mathrm{Re}\left\{\int_{-k}^{k}\int_{\Gamma}\tilde{p}_{i,w}(\kappa,y,\phi,\chi)\tilde{v}_{i,w}^{*}(\kappa,y,\phi,\chi)\mathrm{d}y\mathrm{d}\kappa\right\}. \tag{3.31}$$

로 계산된다. 두번째 단계로 윈도우를 통과한 투과파워($\Pi_{t,w}$)는 WFE/BE 해를 통해 얻을 수 있다. 무한 길이 평판의 $\Pi_{i,w}(\phi,\chi)$와 $\Pi_{t,w}(\phi,\chi)$의 비는 이미 $\tau(\phi,\chi)$를 통해 계산될 수 있다. 마지막 단계로 두번째 윈도우 함수(속도에 적용되는 윈도우)가 투과되는 평판의 속도에 적용된다. 윈도우된 평판 속도를 계산하면 투과 음압은

$$\tilde{p}_{t,ww}(\kappa,y)=-\mathrm{j}\omega\rho_0\mathbf{H}^{-1}\mathbf{G}\tilde{v}_{t,ww}(\kappa,y). \tag{3.32}$$

로 계산될 수 있다. 마지막으로 유한길이에 대한 투과 파워($\Pi_{t,ww}(\phi,\chi)$)는 식(3.31)처럼 파수에 대한 적분을 통해 계산될 수 있다.

윈도우가 적용된 패널에 대한 투과 계수는 3단계의 조합을 통해 표현되며

$$\tau_w(\phi,\chi)=\frac{\Pi_{i,w}(\phi,\chi)}{\Pi_i(\phi,\chi)}\tau(\phi,\chi)\frac{\Pi_{t,ww}(\phi,\chi)}{\Pi_{t,w}(\phi,\chi)}. \tag{3.33}$$

에 의해 계산된다. 여기에서 $\Pi_i=L_w\hat{\Pi}_i$ 이며 식(3.33)을 통해 윈도우된 투과계수는 무한판에 대한 투과계수와 윈도우가 적용되기 전과 후 파워비의 곱으로 계산되는 것을 알 수 있다. 입사되는 쪽의 $\Pi_i(\phi,\chi)$ 와 $\Pi_{i,w}(\phi,\chi)$ 는 이론해석으로 계산될 수 있고 반면에 나머지 3개의 항($\tau(\phi,\chi)$, $\Pi_{t,w}(\phi,\chi)$, $\Pi_{t,ww}(\phi,\chi)$)은 WFE/BE 해를 통해 계산될 수 있다. 이 윈도우 함수를 이용한 음향 투과손실 계산은 복잡한 형상을 갖는 압출패널의 음향 투과손실 계산에 적용될 것이다.

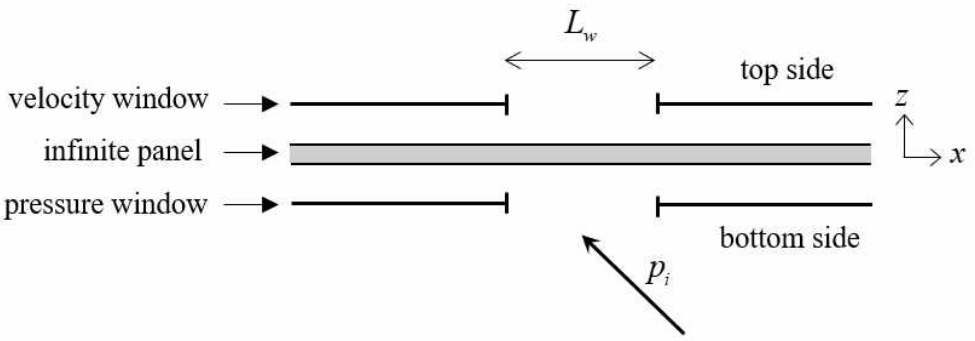


Fig. 3.3. The spatial windowing effects on the incident and transmitted sides of the panel.

3.6 요약

3장에서는 WFE/BE 방법에 대해 살펴보았다. 이 수치해석 방법은 구조물의 2차원 단면만을 FE 모델링하고 길이방향으로 단순조화운동을 한다고 가정한다. 따라서 다루어야 하는 모델의 크기가 작고 연산속도가 빠르다는 장점이 있다. 본 연구에서는 도파관 유한 요소 해석을 위해 영국 ISVR에서 개발한 'WANDS' 프로그램이 사용되었다.

방사효율 계산에서 WFE/BE 방법은 파수영역의 응답을 다루기 때문에 평균 속도와 음향파워를 계산할 때 길이에 대한 적분이 아닌 파수에 대한 적분이 이루어 져야 한다. 평균 속도의 계산에서 파수의 적분 범위는 평판의 응답이 다 포함될 수 있도록 충분히 커야 하며 이는 분산선도를 통해 추정할 수 있다. 음향 파워의 계산에서 방사파워는 음향 파수보다 낮은 영역(초음속 영역)에서 발생하므로 음향파수까지 계산한다.

WFE/BE 방법에서 입사파의 정의는 이론 해석과는 다르게 정의된다. 이론 해석 해석에서는 방위각과 앙각을 이용해 입사파를 정의한 반면 WFE/BE 방법에서는 *y-z* 평면에서 ϕ 의 각도, x 축과 관련해서 χ 의 각도를 가지고 정의된다. 이는 WFE/BE 방법에서 구조물이 *y-z* 평면에 모델링되기 때문이다. 따라서 확산 음장에서의 투과 계수식도 이론해석의 식과는 다르다.

음향 투과손실에서 WFE/BE 방법은 구조물이 x 방향으로 무한한 길이를 가진다는 가정을 기반으로 본 연구에 적용되었다. 하지만 유한 길이를 갖는 실제 구조물에 적용하기에는 이 가정이 적합하지 않다. WFE/BE 방법에 이를 반영하기 위해 실제 평판과 같은 길이를 갖는 직사각형 윈도우 함수가 도입되었다. 공간 윈도우 함수가

적용되는 전체 과정은 3개의 단계로 나눠질 수 있다. 첫번째, 윈도우 함수가 입사 음압에 적용되고 두번째 단계로 윈도우를 통과한 투과파워는 WFE/BE 해를 통해 얻을 수 있다. 마지막 단계로 두번째 윈도우 함수(속도에 적용되는 윈도우)가 투과되는 평판의 속도에 적용된다. 이 윈도우 함수를 이용한 음향 투과손실 계산은 복잡한 형상을 갖는 압출패널의 음향 투과손실 계산에 적용될 것이다.

4. WFE/BE 방법을 이용한 단순 띠 평판의 구조 음향 특성 해석

이번 장에서는 WFE/BE방법을 이용해 단순 띠 평판의 방사 효율 및 음향 투과손실을 수치 해석하고 이론해석 결과와 비교하여 수치 해석 방법을 검증한다. WFE/BE 방법을 이용한 수치 해석에서는 파수 영역에서 평판의 응답을 살펴볼 수 있다. 또한 평판의 양단이 고정 지지 경계 조건을 가지는 경우 분산선도, 가진점 모빌리티, 방사효율, 음향 투과손실에 미치는 영향에 대해 살펴본다.

4.1 모델링

4.1.1 평판 구조물 모델링

도파관 유한요소법의 적용 및 검증을 위해 먼저 Table. 2.1에 제시된 제원과 물성치를 가지는 띠 평판에 대해 도파관 유한 요소 해석을 수행하고 이론 해석 결과와 비교하였다. WFE모델링시 무한 길이 띠 평판은 평판 요소로 모델링 하여 요소 개수에 따른 해석결과의 변화를 검토하였다. Fig. 4.1에 나타낸 것처럼 본 연구에 사용된 평판 요소는 각 요소 마다 2개의 노드를 가지고 하나의 노드가 x, y, z 방향으로의 병진운동(d_x, d_y, d_z)과 x 방향의 회전운동(θ_x)을 나타내는 4개의 자유도를 가진다.

요소의 형태와 개수에 따른 적합성에 대해 살펴보기 위해 평판요소 10개, 20개와 40개로 평판을 모델링 하였다. Table 4.1은 평판의 cut-on 주파수를 구하고 수치해석과 이론해석의 차이를 표로 나타낸 것이다. 요소의 개수가 10개일 때 20개의 고체요소로 모델링한 경우처럼 높은 차수의 cut-on 주파수일수록 오차가 심하게 발생함을 알 수 있다. 하지만 20개와 40개의 요소로 모델링한 경우 13번째 파동의 cut-on 주파수까지 오차가 1%이내이다. 요소의 개수가 20개일때는 9번째 cut-on 주파수부터 오차가 증가하는 추세를 보이고 있으므로 첫 번째 파동의 cut-on 주파수부터 높은 차수의 cut-on

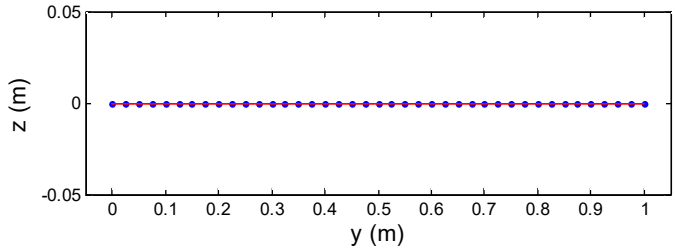


Fig. 4.1. The cross-sectional model with plate elements.

Table 4.1. Difference(%) of cut-on frequency between numerical results and theoretical ones modeled with plate elements.

개수 \ m	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
10	0	0	0.1	0.1	0.4	0.8	1.4	2.3	3.4	11	8.6	11.3	14.7
20	0	0	0	0	0	0	0.1	0.1	0.3	0.4	0.6	0.8	1
40	0.3	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3

주파수까지 1%이내 오차율을 유지하는 40개의 평판요소를 갖는 모델이 가장 적합하다고 판단된다. 따라서 본 연구에서 사용되는 얇은 평판모델을 40개의 평판요소로 모델링하고 연구를 수행하였다.

평판의 양단의 경계조건의 변화가 평판의 분산선도 및 응답에 어떠한 영향을 주는지 살펴보기 위해 평판의 양단에 고정지지 경계조건을 적용해 단순지지 경계조건과 어떠한 차이가 있는지 살펴본다. 단순지지 경계조건의 경우 양단 끝 노드의 x, y, z 방향으로의 병진운동(d_x , d_y , d_z)을 구속하였고 고정지지 경계조건의 경우 병진운동 뿐만 아니라 x 방향의 회전운동(θ_x)까지 구속하였다.

4.1.2 경계 요소 모델링

평판의 음향 파워를 계산하기 위해서는 경계요소를 모델링하고 이를 평판 구조물과 연성 시켜야 한다. 먼저 기계적 가진(예: 점하중)에 방사 효율을 계산하기 위한 경계 요소의 경우 외력에 의해 음향 방사가 발생하는 평판의 한쪽 면만 경계 요소를 모델링 한다. 공기중에 있는 평판에 기계적 가진이 가해지는 경우, 유체 외력을 나타내는 식(3.11)에서 우변의 2번째 항의 기여도는 무시할 수 있기 때문이다. 하지만 음파의

가진에 의한 평판의 투과손실에 대한 경계 요소는 평판의 윗면과 아랫면에 경계 요소 모델을 모델링 해서 구조물과 연성 시킨다. 경계 요소도 Fig. 4.1처럼 모델링 하며 $y \le 0$ m와 $y \ge 1$ m의 영역에서는 베플 조건(baffle condition)을 주어 평판의 한쪽면에서 발생한 파워가 다른 면 쪽에 영향을 주지 못하게 해주었다.

4.2 분산선도

이번 절에서는 식(3.2)에서 $\tilde{\mathbf{F}} = \mathbf{0}$ 일 때 κ_x 가 주어지면 ω 를 구하는 고유치문제 해석을 통해 분산선도를 구함으로써 자유진동을 해석해 보려 한다. 4.1.1절에서는 본 연구에 적합한 모델링에 대해서 살펴보았다. 본 절에서는 4.1.1절에서 40개의 평판요소로 모델링한 평판이 cut-on 주파수뿐만 아니라 분산선도의 경우에도 잘 맞는지를 확인하기 위해 고주파수 영역대까지 분산선도를 구해 Fig. 4.2에 나타내었다. 고주파수 영역에서도 WFEM으로 얻은 분산선도와 이론해석으로 얻은 분산선도가 잘 일치하는 것을 확인할 수 있었다. WFEM과 이론해석으로 얻은 두 분산선도가 가지는 뚜렷한 차이는 낮은 파수의 파동에서 생긴다는 것이다. WFEM결과를 보면 10 rad/m보다 낮은 파수 영역에서 이론해석에서는 볼 수 없었던 파동의 분산곡선들을 살펴볼 수 있다. 이 분산곡선들은 이론해석에는 포함되지 않은 평판의 길이방향과 비틀림(torsion)의 변형을 포함하고 있는 파동을 나타낸다. Fig. 4.3은 Fig. 4.2에 '*'로 표시된 파동(2 rad/m와 2272 Hz)의 변형형태를 나타낸 그림이다. 이 파동은 x 방향 종파를 나타낸다.

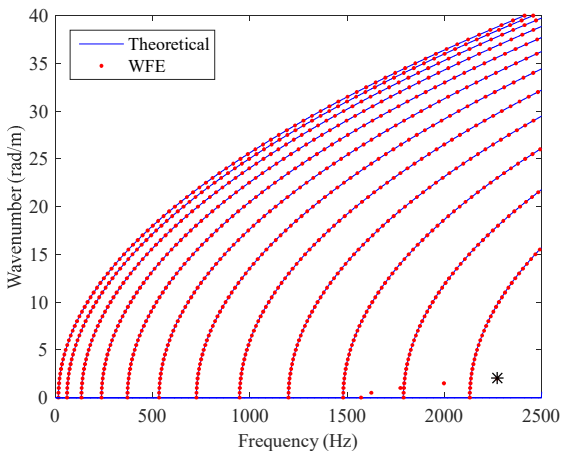


Fig. 4.2. The dispersion diagram of theoretical and WFEM results.

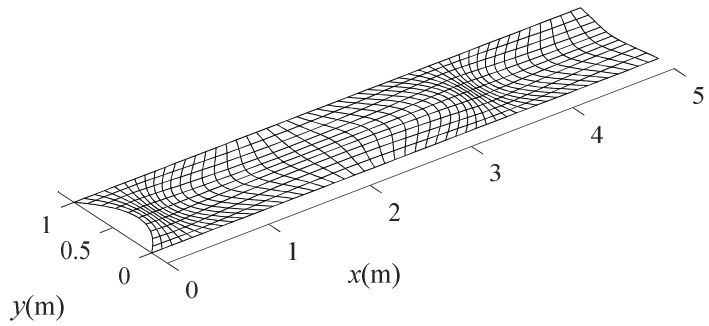


Fig. 4.3. The deformation shape of the longitudinal wave marked with '*' in Fig. 4.2.

평판의 양단에 고정지지 경계조건을 주었을 때 평판의 분산선도를 Fig. 4.4에 나타냈다. 단순지지 경계조건과 비교했을 때 cut-on 주파수가 더 높아진 것을 알 수 있다. 각각의 파동들에 대해 더 자세히 살펴보기 위해 각각의 파동들이 cut-on 되었을 때 단면 변형을 Fig. 4.5에 나타냈다. Fig. 4.5를 통해 평판 양단의 회전운동이 구속됨으로써 평판의 강성이 증가하게 되어 cut-on 주파수가 높아졌음을 알 수 있다.

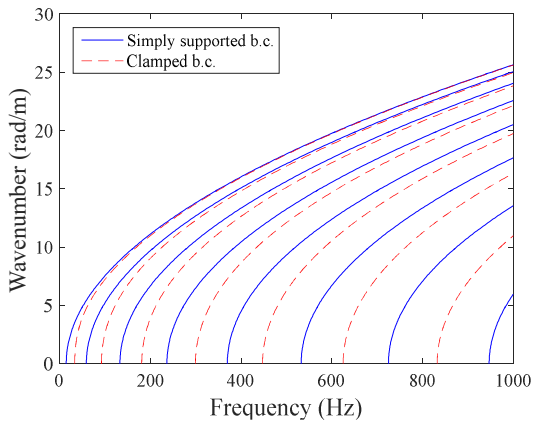


Fig. 4.4. The dispersion diagram for simply supported and fixed boundary conditions.

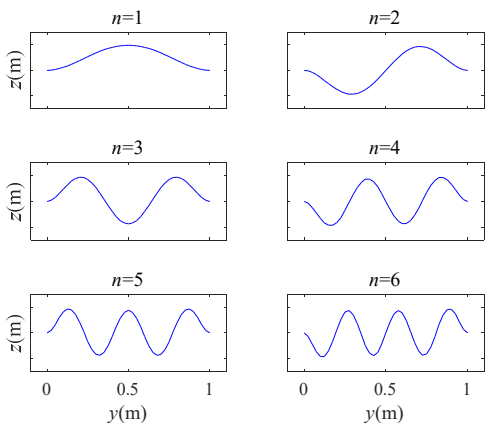


Fig. 4.5. The deformation shapes for fixed boundary conditions at cut-on frequencies.

4.3 방사효율

이번 절에서는 단순 띠 평판에 기계적 가진(점하중)이 가해졌을 때 발생하는 평판의 진동 및 소음에 대해서 살펴보도록 한다.

4.3.1 시간과 공간에 대한 평균 제곱 속도

평판의 가진점 모빌리티를 이론해석의 결과와 함께 Fig. 4.6(a)에 나타내었다. Fig. 4.6(a)를 살펴보면 전주파수 대역에서 WFE방법으로 구한 결과가 이론해석 결과와 잘 일치하는 것을 알 수 있다.

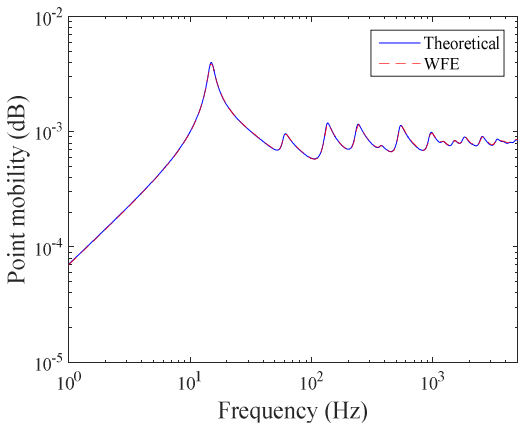
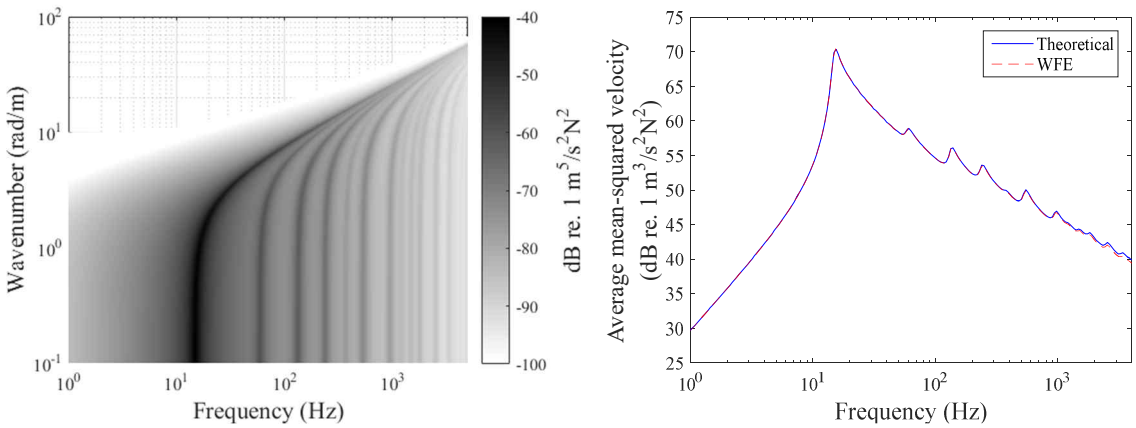


Fig. 4.6. The point mobilites for strip plate using theoretical and numerical methods.



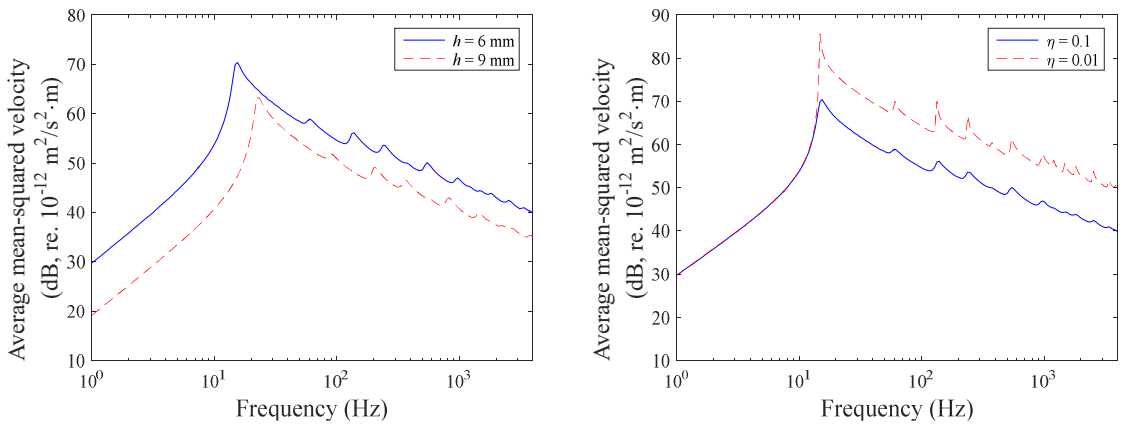
(a) (b)

Fig. 4.7. (a) Image plots of the average mean-squared velocity plotted against frequency and wavenumber and (b) the average mean-squared velocity in the frequency domain using theoretical and numerical methods.

WFE 방법에서는 공간 영역에서 속도를 평균하기 위해 파수 영역 응답을 구한 후 파수 영역에 대해 적분하게 된다. 따라서 적분하기 전에 각각의 파수에 대한 응답을 계산할 수 있다. 각각의 주파수와 파수에 대한 응답 분포를 Fig. 4.7(a)에 나타냈다. 이를 통해 평판의 분산선도를 따라 응답이 크게 발생함을 알 수 있으며 첫번째 파동의 응답이 전체 응답에 가장 큰 영향을 주고 있는 것을 알 수 있다. 파수에 대해 적분한 평균 속도결과를 이론해석 결과와 함께 Fig. 4.7(b)에 나타냈다. Fig. 4.7(b)에서도 수치해석의 결과가 이론해석 결과와 잘 일치하는 것을 알 수 있다.

평판의 속도 제곱 평균을 평판의 두께 변화에 따라 Fig. 4.8(a)에 나타내었다. Fig. 4.8(a)으로부터 평판의 두께가 두꺼울 수록 평균진동의 세기는 주파수 전 구간에 걸쳐 더 작은 것으로 나타나고, 각각의 cut-on 주파수가 더 높은 주파수에서 일어나는 것을 알 수 있다. 이로부터 앞서 Fig. 4.8(a)에서 살펴본 평판의 두께가 가진점 모빌리티에 미치는 영향과 비슷한 경향을 보인다고 할 수 있다.

다음으로 감쇠손실계수의 변화가 평판의 평균진동에 미치는 영향을 살펴보기 위해 η =0.1, 0.01일 때의 평판의 평균진동을 Fig. 4.8(b)에 나타내었다. 감쇠손실계수의 효과가 cut-on 주파수 주변에서만 크게 나타났던 가진점 모빌리티와 달리 평판의 평균진동은 감쇠손실계수가 감소함에 따라 첫번째 cut-on 주파수 이상의 전주파수 대역에서 증가하는 것을 알 수 있다.



(a) (b)

Fig. 4.8. The average mean-squared velocity depending on (a) the plate thickness and (b) damping loss factor.

평판의 양단에 고정지지 경계조건을 적용했을 때 평판의 평균 속도의 결과는 4.3.2절에서 음향파워와 방사효율의 결과와 함께 설명하도록 한다.

4.3.2 방사파워

각각의 주파수와 파수에 대한 응답 분포를 Fig. 4.9(a)에 나타냈다. 비교를 위해 음향 파워도 함께 Fig. 4.9(a)에 나타냈다. 평균 속도의 응답과는 달리 음향 파수보다 높은 파수 영역에서는 평균속도가 크게 발생함에도 불구하고 음향 파워가 발생하지 않는 것을 알 수 있다. 파수에 대해 적분한 평균 속도결과를 이론해석 결과와 함께 Fig. 4.9(b)에 나타냈다. Fig. 4.9(b)로부터 WFE/BE 해석 결과가 이론해석 결과와 잘 일치하는 것을 알 수 있다.

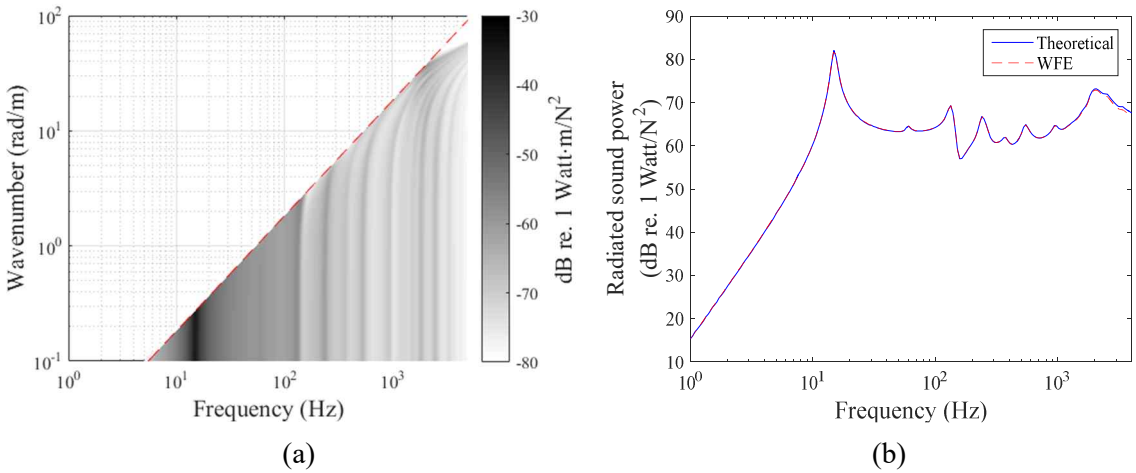


Fig. 4.9. (a) Image plots of the radiated sound power plotted against frequency and wavenumber and (b) the radiated sound power in the frequency domain.

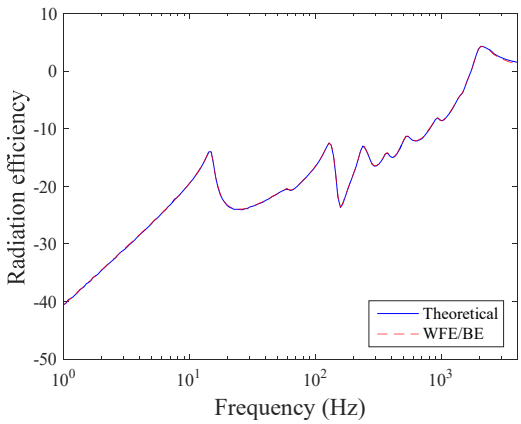
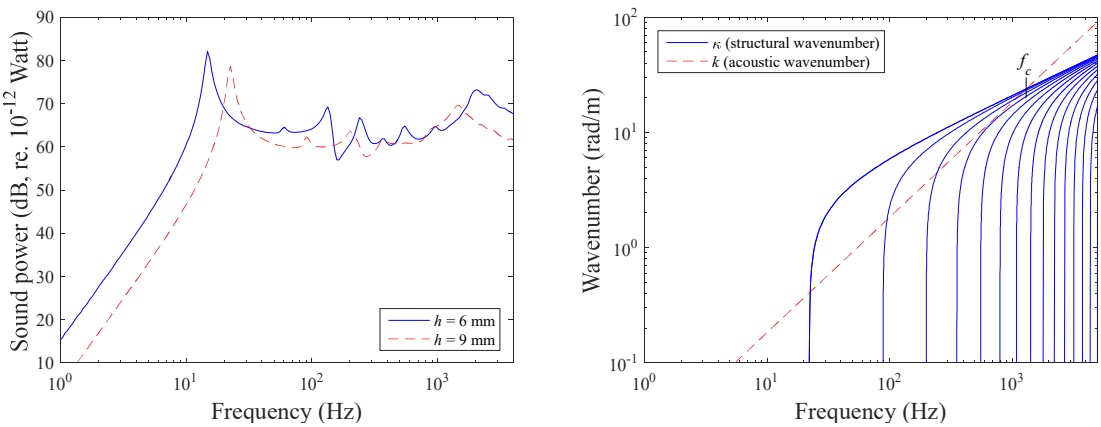


Fig. 4.10. The radiation efficiency using theoretical and WFE/BE methods.

이론 해석과 수치 해석을 통해 계산된 방사 효율을 Fig. 4.10에 나타냈다. 두 결과는 서로 잘 일치하는 것을 볼 수 있다. 띠 평판의 방사 효율은 첫번째 cut-on 주파수 이후에 감소하는 경향이 나타나는데 이는 Fig. 4.9(a)에서 살펴본 것처럼 음향 파수보다 높은 파수를 갖는 응답이 파워를 발생시키지 못해 감소하는 경향이 나타나는 것을 알 수 있다.

평판의 두께가 음향파워에 미치는 영향을 살펴보기 위해 평판의 두께에 따른 음향파워 결과를 Fig. 4.11(a)에 나타내었다. 평판의 두께가 두꺼워질수록 음향파워는 전체적으로 약간 감소하고, 각 모드의 cut-on은 더 높은 주파수에서 나타난다. 하지만 이와 반대로 임계주파수는 더 낮은 주파수에서 나타난다. 이는 Fig. 4.11(b)에 나타낸 9 mm 두께 단순 띠 평판의 분산선도를 통해 설명될 수 있다. Fig. 2.12(b)에 나타낸 6 mm 평판의 분산선도에 비해 cut-on 주파수가 높고 파동의 파수가 전체적으로 낮기 때문에 Fig. 2.12(b)에 나타낸 것처럼 임계주파수가 더 낮다.

다음으로 감쇠가 음향파워에 미치는 영향을 살펴보기 위해 감쇠손실계수의 변화에 따른 음향파워를 Fig. 4.12에 나타내었다. Fig. 4.12을 살펴보면 저주파수 영역에서는 가진점 모빌리티의 결과와 유사하게 cut-on 주파수 근처에서만 감쇠의 효과가 나타나는 것을 알 수 있다. 하지만 500 Hz 이상의 주파수 영역에서는 평균속도의 결과처럼 감쇠손실계수가 낮을수록 전체적으로 높은 음향파워를 나타낸다. 이것은 고주파수 대역에 많은 파동들이 존재하기 때문에 나타나는 현상이다.



(a) (b)

Fig. 4.11. (a) The radiated sound power depending on the plate thickness and (b) the dispersion diagram of 9 mm thickness plate.

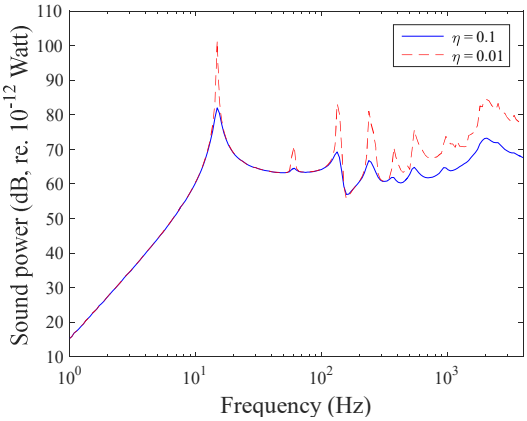
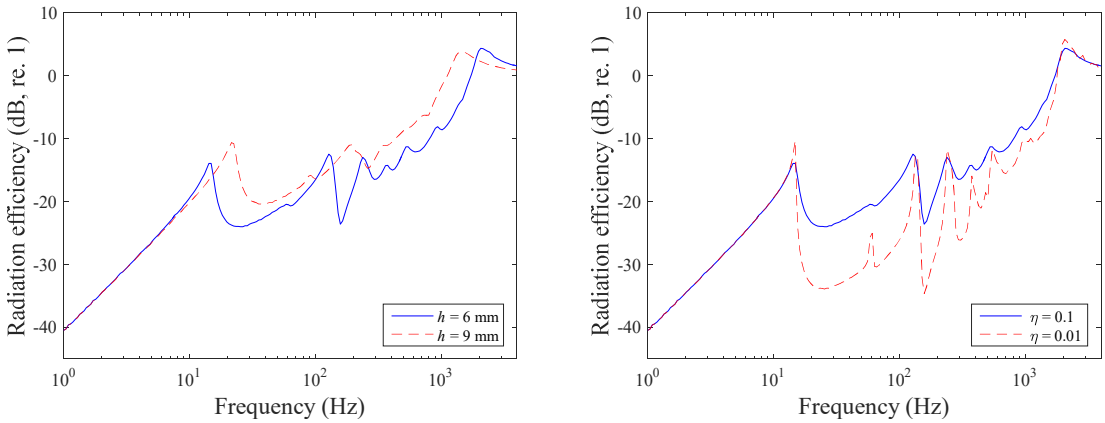


Fig. 4.12. The radiated sound power depending on damping loss factor.



(a) (b)

Fig. 4.13. The radiation efficiency depending on (a) the plate thickness and (b) damping loss factor.

평판의 두께가 띠 평판의 방사효율에 미치는 영향은 Fig. 4.13(a)에 나타내었다. 두께가 증가할수록 첫 번째 파동의 cut-on은 더 높은 주파수에서 일어나며 임계주파수는 더 낮은 주파수에서 일어난다. 그리고 첫 번째 cut-on과 임계주파수 사이의 방사효율은 전체적으로 증가하는 경향을 보였다. 그 이유는 평판의 두께가 두꺼워질수록 평판의 평균진동이 감소하는 비율이 음향파워가 감소하는 비율보다 더 크기 때문이다.

Fig. 4.13(b)는 감쇠손실계수의 변화에 따른 방사효율의 변화를 나타낸 것이다. 감쇠손실계수의 변화는 첫 번째 cut-on과 임계 주파수 사이에서 크게 나타나며, 감쇠손실계수가 감소하면 cut-on 주파수 외의 영역에서 방사효율이 크게 감소함을 볼 수 있다. 이는 감쇠손실계수가 작을수록 큰 평균진동이 나타나는 반면 소음의 변화는 cut-on 주파수를 제외하고는 크지 않다는 것을 의미한다.

4.3.3 경계조건의 효과

평판의 양단에 고정지지 경계조건을 적용했을 때 평판의 가진점 모빌리티를 단순지지 경계조건을 적용한 결과와 함께 Fig. 4.6(b)에 나타냈다. 첫번째 cut-on 이전의 주파수 영역에서는 평판의 강성이 증가한 만큼 가진점 모빌리티가 작았으며 첫번째 cut-on 주파수는 증가한 것을 알 수 있었다. 고주파수 영역에서는 높은 차수를 갖는 파동들 존재하므로 경계조건의 효과가 크지 않을 것을 알 수 있다.

평판의 양단에 고정지지 경계조건을 적용했을 때 평판의 평균 속도, 음향 파워, 방사효율 결과를 단순지지 경계조건의 경우와 함께 Fig. 4.15에 나타냈다. Fig. 4.15(a)에 나타낸 평균 속도는 가진점 모빌리티의 경향과 마찬가지로 첫번째 cut-on 이전의 주파수 영역에서는 강성의 증가로 평균 속도가 약 11 dB 낮았으며 첫번째 cut-on 주파수는 높아졌다. 고주파수 영역에서는 경계조건의 효과가 상대적으로 작게 나타났다. Fig. 4.15(b)에 나타낸 음향 파워의 경우에도 고정지지 경계조건에 의해 첫번째 cut-on 이전의 주파수 영역에서는 음향파워가 약 14 dB 낮게 나타났다. 경계조건에 의한 방사 효율의 변화는 Fig. 4.15(c)에 나타냈다. 방사효율도 첫번째 cut-on 주파수 이전 주파수 영역에서 약 4 dB 낮게 나타났으며 이는 Fig. 4.15(a)와 Fig. 4.15(b)에서 살펴본 것처럼 평균 속도의 감소보다 음향파워의 감소폭이 더 크기 때문인 것을 알 수 있다. 음향 파워의 감소폭이 더 큰 이유를 살펴보기 위해 10 Hz에서 파수 영역에서 평균 속도와 음향 파워의 응답을 Fig. 4.16에 나타냈다. 경계조건에 의한 평균 속도의 차이는 파수가 증가할수록 작아지는

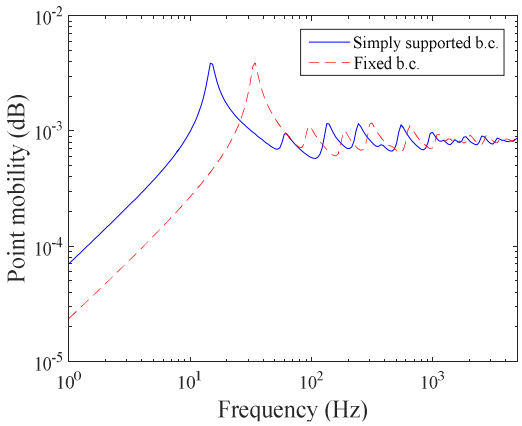
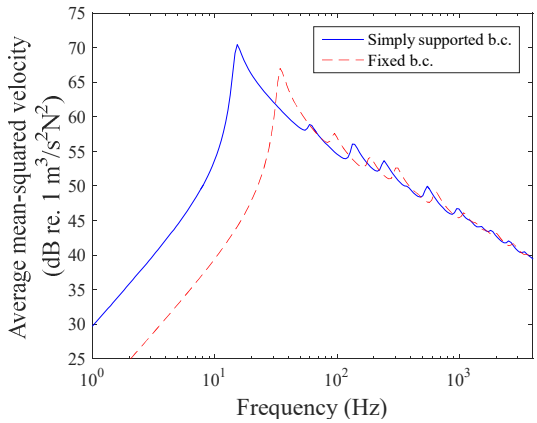
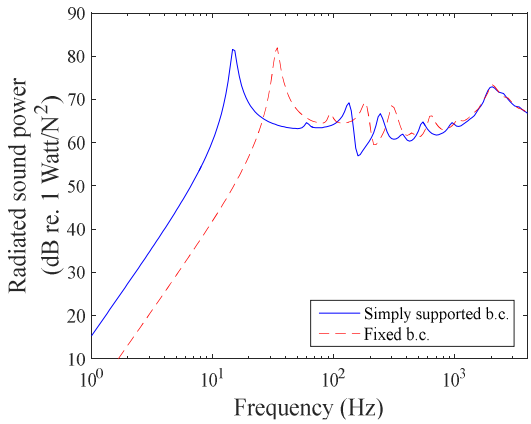


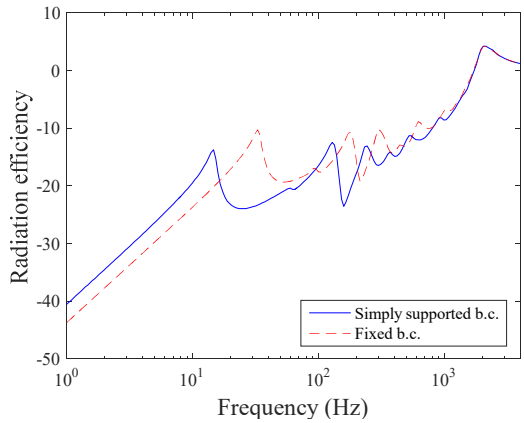
Fig. 4.14. The point mobilites for the strip plate with simply supported and fixed boundary conditions.



(a)



(b)



(c)

Fig. 4.15. (a) The average mean-squared velocity, (b) sound power and (c) radiation efficiency in the frequency domain for simply supported and fixed boundary conditions.

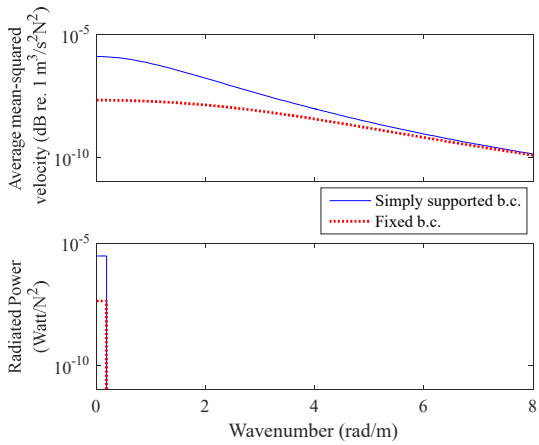
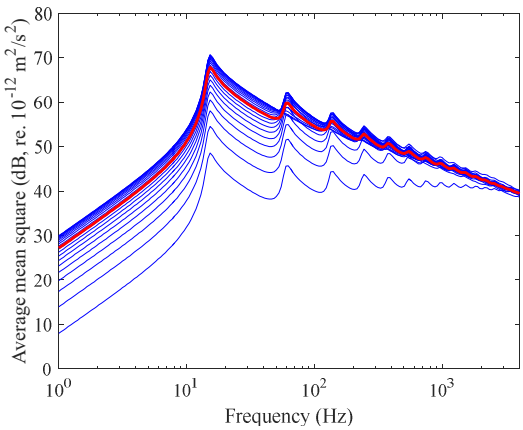


Fig. 4.16. The average mean-squared velocity and sound power for simply supported and fixed boundary conditions against frequency domain at 10 Hz.

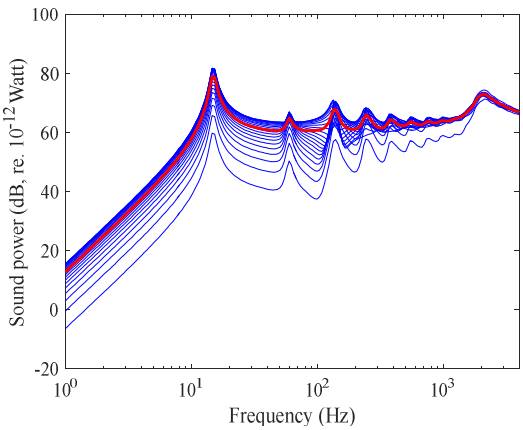
현상을 보이지만 음향 파워는 음향파수(약 0.18 rad/m)까지만 계산되므로 각각의 응답을 파수에 대해서 적분하면 음향 파워의 차이가 평균 속도의 차이보다 더 크게 계산된다.

4.3.4 점하중 응답의 평균 효과

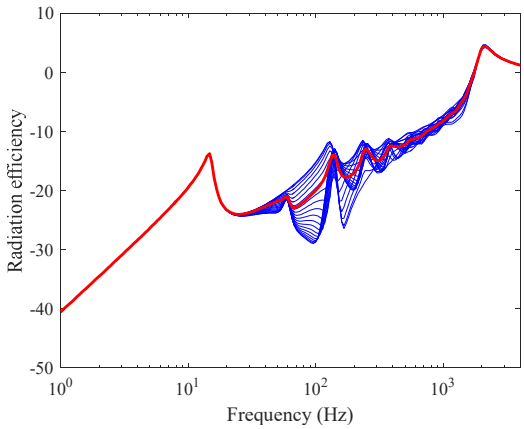
본 연구에서는 띠 평판의 방사효율을 구하고자 하므로 띠 평판의 평균적인 진동특성에 대한 해석이 필요하다. 따라서 본 연구에서는 점하중의 위치를 바꾸어가며 평판의 응답을 구하고 모든 가진점에 대한 응답을 평균하는 방법을 택하였다. 이는 Xie[4]가 제안한 방식으로써, 여기서는 파동들 간의 상호 위상효과(cross-term effect)가 상쇄되는 장점도 갖는다.



(a)



(b)



(c)

Fig. 4.17. (a) The average mean-squared velocities, (b) radiated sound power (c) radiation efficiency for the simple strip plate averaged over all possible excitation position.

위의 방법으로 계산된 평균 속도, 음향 파워, 방사효율을 Fig. 4.17에 나타내었다. 평균된 응답은 굵은 실선으로 나타냈다. 가진점이 평판의 중앙에 가까워질수록 응답은 전체적으로 더 크게 발생한다. 주파수가 증가할수록 가진점의 변화에 따른 응답의 세기는 비슷해지는 경향을 보인다. 음향 파워의 경우 하나의 가진점에 대해 피크들 사이에서 상호 위상효과가 발생하는데 평균된 응답에서는 이 효과가 사라지는 것을 확인할 수 있다. 따라서 방사효율 응답에서도 상호 위상 효과가 사라진다. 본 연구에서는 띠 평판의 평균적인 특성을 살펴보기 위해 이후 방사효율 특성은 특별히 언급되지 않는 한 모든 가진점에 대해 평균된 방사효율 값을 사용하였다.

4.3.5 사각 평판의 방사효율과 비교

길이와 폭이 유한한 사각 평판의 방사효율은 Maidanik[5]에 의해 근사식이 제안된 이후 여러 연구자들의 수정[6, 7, 8]을 거쳐 현재 널리 사용되고 있다. Maidanik이 제시한 사각평판의 방사효율 근사식은 식(4.1)과 같다. [5~8]

$$\sigma = \begin{cases} \dfrac{4S}{c_0^{\,2}} f^2 & \text{for } f < f_{1,1} \quad \text{where } f_{1,1} = \dfrac{\pi}{2}\left(\dfrac{1}{a^2}+\dfrac{1}{b^2}\right)\sqrt{\dfrac{D}{\mu}} \\ \dfrac{4\pi^2}{c_0^{\,2} S}\dfrac{D}{\mu} & \text{for } f_{1,1} < f < f_e \quad \text{where } f_e = \dfrac{3c_0}{P} \\ \dfrac{Pc_0}{4\pi^2 S f_c} \times \dfrac{\left(1-\alpha^2\right)\ln\left(\dfrac{1+\alpha}{1-\alpha}\right)+2\alpha}{\left(1-\alpha^2\right)^{3/2}} & \text{for } f_e < f < f_c \quad \text{where } \alpha = \sqrt{\dfrac{f}{f_c}} \\ 0.45\sqrt{\dfrac{Pf_c}{c_0}} & \text{for } f = f_c \quad \text{where } f_c = \dfrac{c_0^{\,2}}{2\pi}\sqrt{\dfrac{\mu}{D}} \\ \left(1-f_c/f\right)^{-1/2} & \text{for } f > f_c \end{cases} \quad . \quad (4.1)$$

여기에서 S는 평판의 단면적, μ는 단위면적당 질량, a는 평판의 폭, b는 평판의 길이이다.

길이와 폭의 비가 1:10(또는 10:1)이상인 유한길이 띠 평판의 경우에도 Xie[4]에 의해 근사식이 제시된 바 있다. Xie가 유도한 띠 평판의 방사효율 근사식은 식(4.2)과 같다.[4]

$$\sigma = \begin{cases} \dfrac{8.5}{c_0^{\,2}} a^2 f^2 & \text{for } f < f_{1,1} \\ \dfrac{2abf^2}{c_0^{\,2} m^2} + \dfrac{8}{\pi}\dfrac{f}{f_c}\eta & \text{for } f_{1,1} < f < f_{2,1} \quad k_y > k_a \\ \dfrac{Pc_0}{4\pi^2 S f_c} \dfrac{\left(1-\alpha^2\right)\ln\left(\dfrac{1+\alpha}{1-\alpha}\right) + 2\alpha}{\left(1-\alpha^2\right)^{3/2}} + \dfrac{4}{\pi}\dfrac{f}{f_c}\eta & \text{for } f_{2,1} < f < f_c \\ \left(k_c a\right)^{1/4} & \text{for } f = f_c \\ \left(1 - f_c / f\right)^{-1/2} & \text{for } f > f_c \end{cases} . \tag{4.2}$$

여기에서 k_c는 f_c에서의 파수, m은 길이방향모드의 차수, k_y는 길이방향 파수, k_a는 폭방향 파수, P는 평판의 둘레, $f_{1,1}$, $f_{2,1}$는 각각 첫 번째, 두 번째 cut-on 주파수이다.

WFE/BE를 통해 계산된 무한길이 띠 평판의 방사 효율 결과를 Maidanik의 근사식으로 구한 정사각형 평판의 방사 효율 결과와 Xie의 근사식으로 구한 띠 평판의 방사 효율 결과와 함께 Fig. 4.18에 나타내었다. Fig. 4.18로부터 Xie의 근사식으로 계산된 띠 평판의 방사효율은 파수 영역에서 수치 해석한 결과와 일치하는 것을 알 수 있다. 그러나 Maidanik의 근사식으로 계산된 정사각형의 방사효율은 띠 평판의 방사효율과 차이가 발생하는 것을 알 수 있다. 뚜렷이 나타나는 차이는 첫 번째와 두 번째 cut-on 주파수 사이에서 일어나는데 이것은 띠 평판에는 꼭지점이 없기 때문에 꼭지점 모드 방사가 일어나지 않기 때문이다. 또한 띠 평판은 한쪽방향 모서리만 있기 때문에 모서리 모드 방사가 발생하는 임계주파수 이전의 영역에서도 약간의 차이를 보인다.

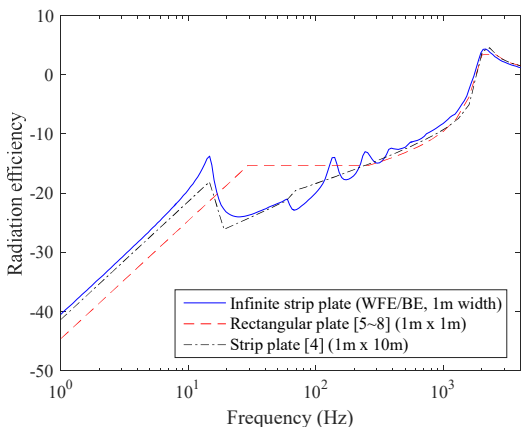


Fig. 4.18. The radiation efficiency for the strip, rectangular plates by Maidanik[5~8] and Xie[4].

4.4 음향 투과손실

4.3절에서는 기계적 가진이 주어졌을 때 평판의 진동 및 소음 특성에 대해 살펴보았다. 이번 절에서는 단순 띠 평판에 음향 가진(입사파)이 가해졌을 때 일어나는 평판의 소음 특성에 대해 살펴보도록 한다.

본 연구에 사용된 음향 투과손실의 수치 해석은 입사파의 각도가 이론 해석과 서로 다르게 정의되었다. 수치해석에서는 Fig. 3.2에 나타낸 것처럼 방법에서는 *y-z* 평면에서 ϕ 의 각도, x 축과 관련해서 χ 의 각도를 가지고 정의된다. 따라서 수치해석에서 수직 입사의 각도는 $\phi = 90^\circ$, $\chi = 90^\circ$ 로 설정한다. 경사 입사에 대해서는 이론 해석에서 살펴본 2가지 경사 입사에 대한 음향 투과손실에 대해 살펴보려한다. 첫번째는 앙각은 45° 이고 방위각은 x 축과 평행한 경우($\phi = 90^\circ$, $\chi = 45^\circ$), 두번째는 앙각은 45° 로 같지만 방위각은 y 축과 평행한 경우($\phi = 45^\circ$, $\chi = 90^\circ$)이다.

수직 입사의 경우 수치 해석을 통해 계산된 음향 투과손실을 Fig. 4.19에 이론 해석 결과와 함께 비교했다. 수치 해석과 이론 해석 결과는 서로 잘 일치하지만 약 10 Hz 부터 100 Hz 사이에서는 약간 차이가 있었다. 이는 수치 해석과 이론해석에서 fluid loading의 차이에 의해서 발생한다. 경사 입사와 확산 음장의 경우에서도 이 주파수 대역에서만 차이를 보였다. 이후부터는 WFE/BE 방법을 통해 계산된 결과만 나타내었다.

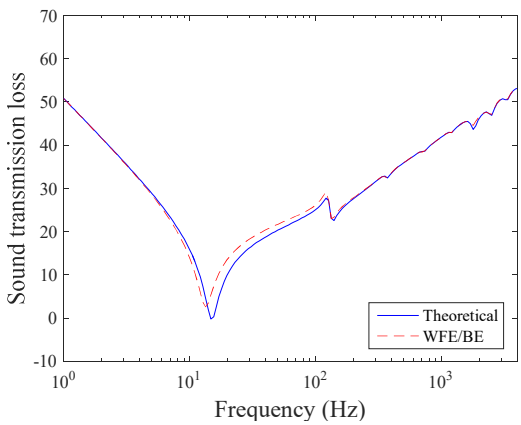


Fig. 4.19. The sound transmission loss for the normal incidence by the theoretical and WFE/BE methods.

한편 무한 평판에 대한 음향 투과계수는 다음과 같다. [2]

$$\tau = \left| \frac{1}{1 + \mathrm{j}\omega\rho h \cos\theta \left(1 - \left(k \sin\theta / \kappa_B\right)^4\right) \Big/ 2\rho_0 c_0} \right|^2 . \tag{2.98}$$

여기에서 θ는 Fig. 2.16에 나타낸 앙각(elevation angle)과 같다. 수직 입사의 경우 ($\theta = 0^\circ$) 고주파수 영역에서 평판의 음향 투과손실은 '질량 법칙(mass-law)' 특성을 따라가며 수직 입사에 대한 질량 법칙은 식(2.99)을 통해 계산될 수 있다. [1, 2]

$$\tau = \left(\frac{2\rho_0 c_0}{\omega\rho h} \right)^2 . \tag{2.99}$$

수직 입사의 경우 무한 띠 평판의 음향 투과손실과 식(2.98)과 식(2.99)을 통해 계산된 무한 평판의 음향 투과손실을 Fig. 4.20에 함께 비교되었다. 약 100 Hz 이후부터 띠 평판의 음향 투과손실이 질량 법칙 근사식을 잘 따라가는 것을 확인할 수 있다. 경사 입사의 경우 무한 평판과 띠 평판의 음향 투과 손실을 Fig. 4.21에 나타내었다. Fig. 4.21(a)는 y 축에 대해 수직한 방향, Fig. 4.21(b)는 x 축에 수직한 방향의 투과 손실을 나타냈다. 입사파의 경사각이 증가할수록(평판과 평행한 방향으로 가까워질수록) 일치효과가 나타나는 주파수는 점점 감소하는 경향을 보였다. 이 주파수는 구조물의 파수와 구조물과 수평한 방향의 음향 파수가 같은 주파수에 해당한다. Fig. 4.21(a)는 고주파수 영역에서 무한 평판과 띠 평판의 경향이 유사하게 나타난다. 이는 띠 평판의 x 방향 길이가 무한하기 때문이다. 반면에 Fig. 4.21(b)는 폭 방향 모드들의 cut-on 주파수에서 골이 나타난다.

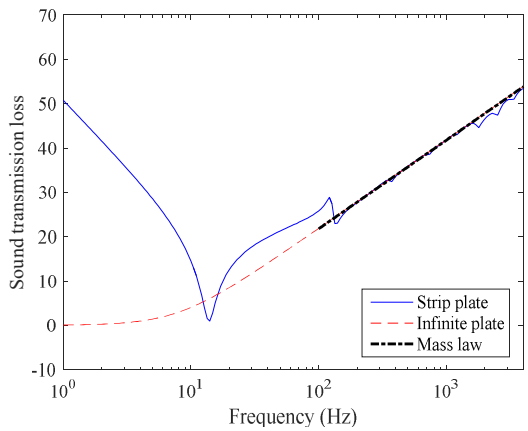
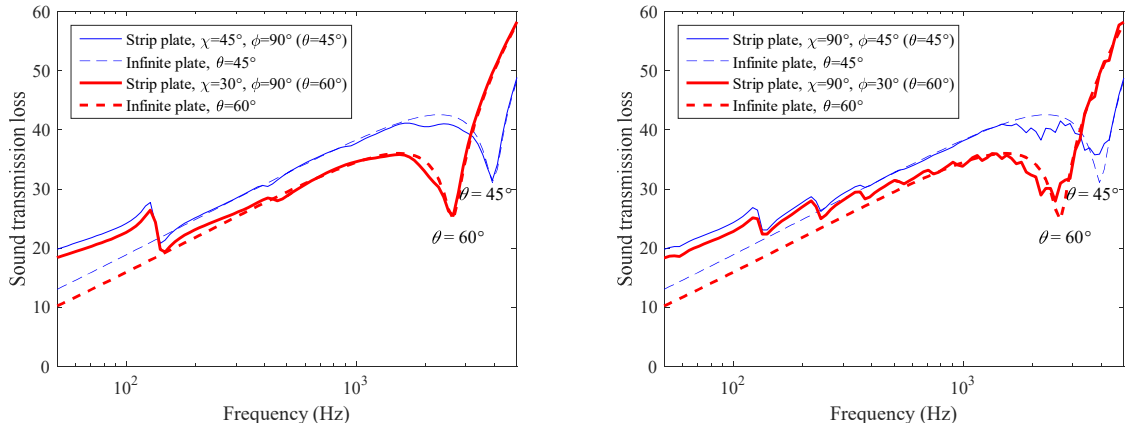
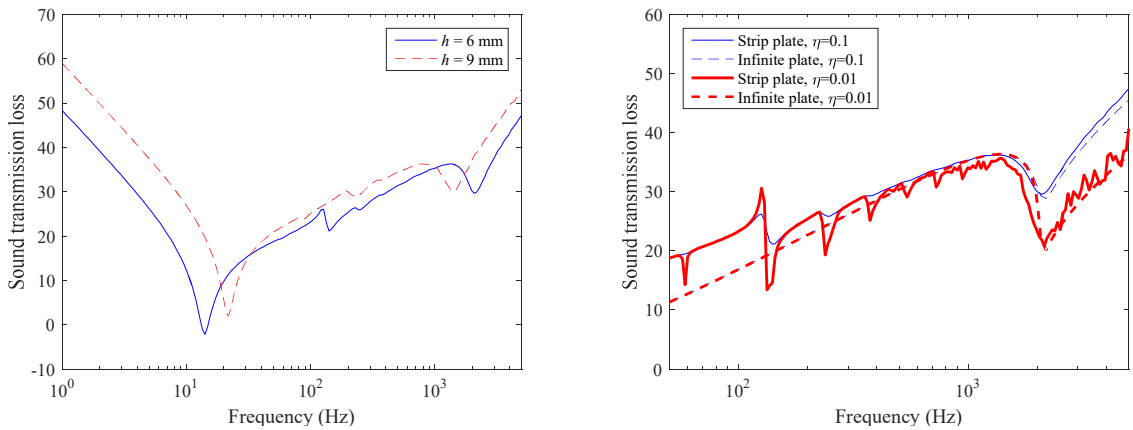


Fig. 4.20. The sound transmission loss for the normal incidence by the theoretical and WFE/BE methods.



(a) (b)

Fig. 4.21. The sound transmission loss for the normal incidence by the theoretical and WFE/BE methods.



(a) (b)

Fig. 4.22. The sound transmission loss by normal incident wave depending on (a) the plate thickness and (b) damping loss factor.

평판의 두께가 띠 평판의 투과 손실에 미치는 영향은 Fig. 4.22(a)에 나타내었다. 평판의 두께가 두꺼울 수록 투과 손실은 주파수 전 구간에 걸쳐 더 높은 것으로 나타났다. 이는 평판이 두꺼워 진만큼 투과가 잘 일어나지 않는 다는 것을 의미한다. 임계주파수는 더 낮은 주파수에서 나타난다. 이는 Fig. 4.11(b)에 나타낸 9 mm 두께 단순 띠 평판의 분산선도를 통해 설명될 수 있다. Fig. 2.12(b)에 나타낸 6 mm 평판의 분산선도에 비해 cut-on 주파수가 높고 파동의 파수가 전체적으로 낮기 때문에 Fig. 2.12(b)에 나타낸 것처럼 임계주파수가 더 낮다.

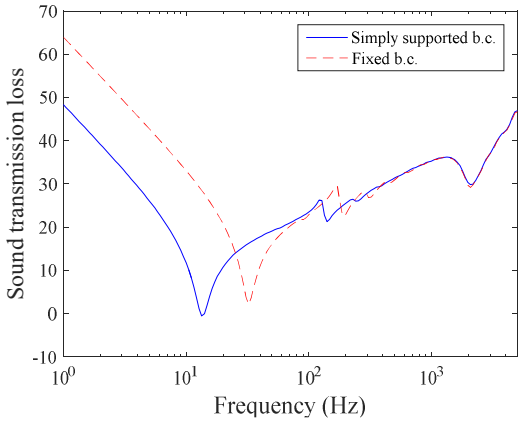


Fig. 4.23. The sound transmission loss for the diffuse sound field for the simply supported and fixed boundary conditions.

Fig. 4.22(b)는 감쇠손실계수의 변화에 따른 투과 손실의 변화를 나타낸 것이다. 임계주파수보다 낮은 주파수 영역에서는 감쇠손실계수가 낮아지면 띠 평판의 폭 방향 cut-on 주파수 근처에서만 골이 더 깊어지는 것을 알 수 있다. 하지만 임계주파수보다 큰 주파수 영역에서는 전체적으로 낮은 음향 투과손실 결과를 보인다. 이는 무한 평판의 음향 투과손실 결과에서도 나타나는 현상으로 미루어 보아 폭 방향의 cut-on 과는 무관하다는 것을 알 수 있다. 이는 일치주파수 근처에서 경사 입사의 음향 투과손실이 감쇠손실계수의 영향을 크게 받고 경사각이 변함에 따라 파동이 중첩되어 나타나는 현상이다.

확산 음장에서 경계조건의 변화에 따른 띠 평판의 음향 투과손실 결과를 Fig. 4.23에 나타냈다. 고정지지 경계조건에 의해 첫번째 cut-on 주파수 이하의 주파수 영역에서 투과손실이 약 15 dB 낮아졌다. 반면에 임계주파수를 포함한 고주파수 영역에서는 경계조건의 영향이 크지 않았다. 이는 경계조건의 변화가 낮은 파수에서 크게 나타나므로 음향파수와 구조물의 파수가 만나게 되는 높은 주파수와 파수에서의 응답은 변하지 않기 때문이다.

4.5 요약

본 장에서는 WFE/BE 방법을 통해 단순 띠 평판의 진동 및 소음을 수치 해석하고 2장에서 살펴본 이론해석과 비교함으로써 수치해석 결과를 검증하였다. 단순 띠 평판의

방사효율 결과는 사각 평판과 유한 길이 띠 평판의 방사효율 결과와 비교하였다. 또한 단순 띠 평판의 음향 투과 특성은 무한 평판의 음향 투과 특성과 비교하였다.

WFE/BE 방법을 이용한 분산선도에서는 이론 해석에서 나타나지 않았던 단순 띠 평판의 in-plain motion 을 살펴볼 수 있었다. 단순 띠 평판의 방사효율은 유한 띠 평판의 방사효율과 유사한 경향을 보였으며 이를 통해 WFE/BE 방법이 무한 길이 모델을 다룬다 하더라도 폭에 비해 길이가 긴 평판의 진동 소음 특성을 해석하는데 유효하다는 것을 확인하였다. 단순 띠 평판의 방사효율은 사각 평판의 코너 모드 방사가 나타나는 주파수 영역에서 방사효율이 더 낮게 나타났다. 이는 띠 평판에는 모서리가 없기 때문에 더 작은 파워를 발생시키기 때문이다.

수직 입사의 경우 무한 띠 평판의 음향 투과 특성은 고주파수 영역에서 '질량 법칙'이라 불리는 무한 평판의 음향 투과 특성과 유사함을 확인하였다. y축에 대해 수직한 방향으로 경사 입사가 가해지는 경우 고주파수 영역에서 무한 평판과 띠 평판의 경향이 유사하게 나타난다. 이는 띠 평판의 x 방향 길이가 무한하기 때문이다. 반면에 x축에 대해 수직한 방향으로 경사 입사가 가해지는 경우 폭 방향 모드들의 cut-on 주파수에서 골이 나타나게 된다. 확산 음장에서는 고주파수 영역에서 띠 평판과 무한 평판의 음향 투과 특성이 유사하게 나타났다.

5. WFE/BE 방법을 이용한 보강 띠 평판의 구조 음향 특성 해석

4장에서는 도파관 유한 요소/경계 요소 병법을 띠 평판에 적용하고 그 결과를 이론해석 결과와 비교함으로써 도파관 유한 요소/경계 요소 방법의 타당성을 확인하였다.

실제 대형 구조물들은 구조물을 튼튼히 하기 위하여 단순 평판에 보강재를 부착하였다. 하지만 보강판들은 구조적으로 더 튼튼해지는 반면 음향 성능은 낮아지기 때문에 보강재가 평판의 진동 및 소음특성에 미치는 영향에 대해 살펴보아야 한다. 단면이 복잡해 짐에 따라 이론 해석이 어렵기 때문에 도파관 유한 요소/경계 요소 방법을 적용하여 길이방향으로 보강재를 가진 보강 띠 평판의 진동 및 음향특성을 살펴본다.

해석 모델로는 하나의 보강재를 가진 띠 평판, 세 개의 보강재를 가진 띠 평판 보강재가 있는 띠 평판의 분산관계 및 파동 전파특성은 Orrenius와 Finnveden[10]에 의해 연구된 바 있다. 본 장에서는 Orrenius에 의해 수행된 연구 결과를 살펴보고, 외력이 작용할 때의 진동 응답과 음향특성에 대해 해석하였다. 보강 띠 평판의 구조-음향특성결과를 단순 띠 평판의 결과와 비교함으로써 길이방향 보강재가 단순 띠 평판의 진동 및 소음방사에 미치는 영향을 살펴본다.

5.1 하나의 보강재를 가지는 보강 띠 평판의 진동 및 소음 특성

띠 평판 단면의 중앙에 길이방향 보강재가 있는 평판의 진동 및 음향 특성에 대해 알아보기 위해 보강재를 가진 띠 평판의 단면을 Fig. 5.1과 같이 모델링하였다. 해석에 사용한 보강 띠 평판의 제원 및 물성치는 Table 5.1에 나타냈다. 띠 평판의 제원은 앞의 Table 2.1과 동일하며, 보강재도 띠 평판과 같은 알루미늄 재질이며 보강재의 두께는 평판의 두께와 같게 모델링했다. 보강재의 높이는 Fig. 5.1에 나타낸 것처럼 0.1 m 로 설정하였다. 평판의 폭에 비해 높은 길이의 보강재를 설정한 이유는 보강재의 효과를 두드러지게 살펴보기 위함이다. Fig. 5.1의 단면 모델링에는 평판요소를 사용하였으며 요소의 개수는 평판이 40개, 보강재는 5개이다. 총 노드의 수는 46개 이며, 총 자유도의

Table 5.1. Dimensions and material properties of the strip stiffened plate with a single stiffener.

Parameters	Value	Parameters	Value
Young's modulus, E	$7.1\text{x}10^{10}$ N/m^2	Width, l_y	1 m
Poisson's ratio, ν	0.332	Density, ρ	$2.7\text{x}10^3$ kg/m^3
Thickness of plate , h	6 mm	Damping loss factor, η	0.1
Thickness of stiffener, t_s	6 mm	Height of stiffener, b_s	0.1 m

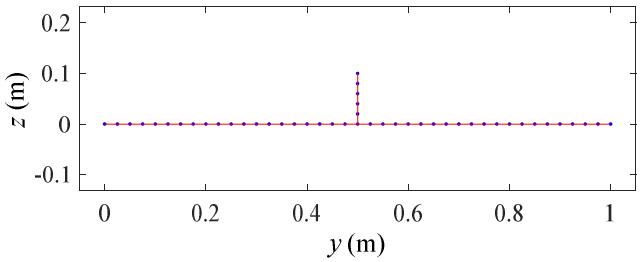


Fig. 5.1. The WFE modeling for the plates with a single stiffener with a height of 0.1 m.

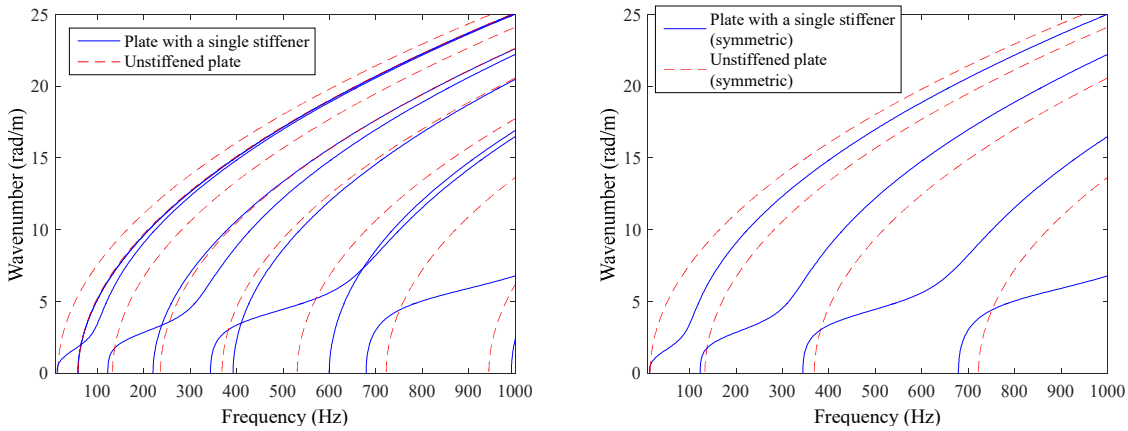
수는 178개이다. 경계요소는 평판의 보강재가 부착되지 않은 면과 연성이 되도록 모델링 하였으며 노드의 개수는 41개, 자유도 수는 82개이다.

5.1.1 분산선도

본 절에서는 Orrenius에 의해 연구된 보강 띠 평판의 분산관계 및 파동 전파 특성에 대해 알아보고 이를 요약하였다. Fig. 5.1에 나타낸 0.1 m 높이의 보강재를 가진 띠 평판의 분산선도를 단순 띠 평판의 분산선도와 함께 Fig. 5.2(a)에 나타내었다. Fig. 5.1에 보인 보강 띠 평판은 평판의 가운데 지점($x = 0.5$ m)을 중심으로 좌우 대칭인 기하학적 형상를 가지고 있다. 따라서 평판의 가운데 지점에 z 축을 중심으로 대칭과 반대칭 경계조건을 적용해 대칭 경계조건과 반대칭 경계조건에서 보강재가 띠 평판에 미치는 영향을 확인할 수 있다.

우선 보강 띠 평판과 단순 띠 평판의 중앙에 대칭 경계조건을 주었을 때 얻은 분산선도를 함께 Fig. 5.2(b)에 나타내었다. Fig. 5.2(b)에서 분산곡선들이 어떠한 단면

모드를 가지는 파동인지 살펴보기 위해 각 파동들이 cut-on될 때 보강 띠 평판의 단면형상을 Fig. 5.3에 나타내었다. Fig. 5.3에 제시된 보강 띠 평판의 단면 변형 형태를 보면 단순 띠 평판의 1차, 3차 그리고 5차 단면 모드(Fig. 2.4)와 같은 것을 알 수 있다. 또한 Fig. 5.2(b)으로부터 보강 띠 평판의 분산곡선이 cut-on되는 주파수는 단순 띠 평판의 cut-on 주파수보다 낮아진 것을 알 수 있다. 그리고 파동의 차수가 높아질수록 파동의 cut-on은 더 낮은 주파수에서 일어남을 볼 수 있다. Fig. 5.2(b)에서 보강재를 가진 띠 평판의 분산곡선들은 서로 다른 기울기를 가지는 세 구간으로 나누어 생각해 볼 수 있으며 이 세 구간에 대한 등가 평판 모델을 구성할 수 있다. 먼저 낮은 파수 영역에서는 보강재의 영향을 띠 평판의 질량이 증가된 것으로만 간주하여 등가 평판을



(a) (b)

Fig. 5.2. (a) The dispersion diagram of the plate with a single stiffener and (b) that of symmetric modes.

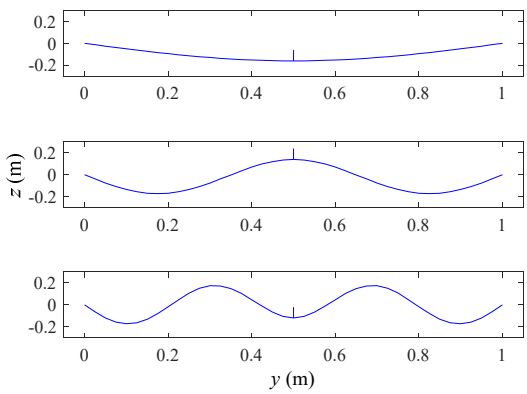


Fig. 5.3. The deformation shapes of cross-sections of symmetric modes for the plate with a single stiffener.

구성해 볼 수 있다. 즉, 보강재의 질량을 띠 평판의 밀도 증가로 고려하였다. 평판의 등가 밀도를 식으로 표현하면

$$\rho_e = \frac{m_e}{hl_y}, \tag{5.1}$$

여기서 ρ_e 는 등가 질량에 대한 밀도, m_e 는 보강재의 질량이 단순 띠 평판의 질량에 더해진 단위 길이당 등가 질량, l_y 와 h 는 단순 띠 평판의 폭과 두께이다. 등가 질량은 식(5.2)를 통해 구할 수 있다.

$$m_e = m_p + m_s = \rho\left(hl_y + t_s b_s\right) = \rho_e hl_y, \tag{5.2}$$

여기서 m_p 는 단순 띠 평판의 질량, m_s 는 보강재의 질량, t_s 와 b_s 는 보강재의 두께와 높이이다. Fig. 5.4에 이 등가 평판의 분산선도를 보강 띠 평판의 분산곡선과 비교하여 나타내었다. Fig. 5.4의 비교를 통해 낮은 파수 영역에서는 보강재를 질량증가 성분으로 근사화 할 수 있음을 알 수 있다.

두 번째 구간은 파수의 기울기가 상대적으로 완만하게 나타나는 영역으로 Fig. 5.4에서 파수가 2~6 rad/m정도 구간에 해당한다. 이 구간에 속하는 파동의 특성을 살펴보기 위해 Fig. 5.4에 ‘ * ’로 표시된 지점의 파동 형상을 Fig. 5.5(a)에 나타내었다. Fig. 5.5(a)를 보면 이 파동은 보강재가 평판과 함께 동일 위상으로 진동하면서 전체적 변형(global deformation)을 만들어 내고 있다. 특히 보강재가 수직방향으로 굽힘 변형을 하고 있으므로 평판에 비해 상대적으로 매우 높은 강성을 가질 것으로 예상된다. 따라서

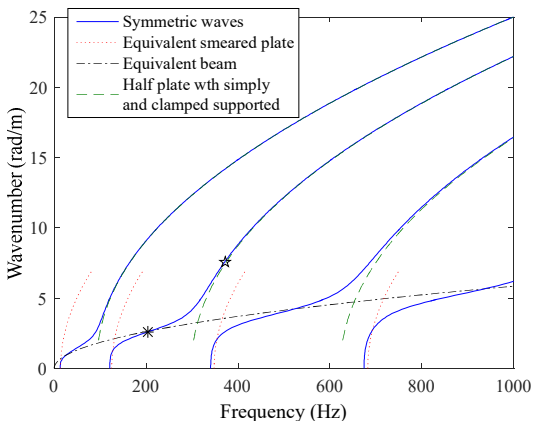
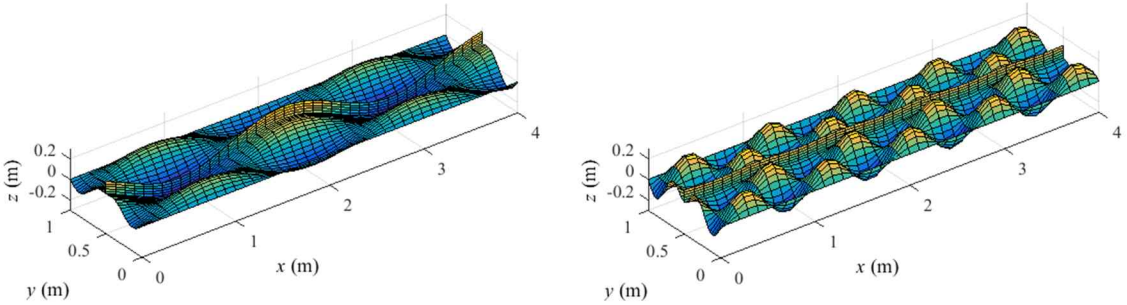


Fig. 5.4. The dispersion diagram of symmetric modes of the plate with single stiffener and equivalent plate models.



(a) (b)

Fig. 5.5. The deformation shape of the plate with a single stiffener at (a) 204 Hz and (b) 370 Hz.

두 번째 구간에서는 띠 평판을 보강재가 수직방향으로 진동하는 등가 보로 치환할 수 있다.[10] Fig. 5.4에는 등가 보의 분산 곡선을 보강 띠 평판의 분산곡선과 비교하여 나타내었다. 이로부터 이 두 번째 구간의 등가 보 모델이 타당함을 알 수 있다.

앞서 언급한 두 구간을 제외한 나머지 구간에 대해서도 등가 모델을 구성할 수 있다. 먼저 파동의 변형 형태를 살펴보기 위해 Fig. 5.4에 '☆'로 표시된 파동의 변형 형태를 Fig. 5.5 (b)에 나타내었다. Fig. 5.5(b)를 보면 보강재가 마치 강벽(rigid wall)처럼 작용하는 것을 알 수 있다. 즉, 보강재가 고정지지 경계조건처럼 작용한다. 따라서 띠 평판의 반폭 만 모델링 하여 한쪽에는 단순지지, 다른 한쪽에는 고정지지 경계조건을 적용하여 분산곡선을 구하고 Fig. 5.4에 나타내었다. 이를 통해 높은 파수 영역에서 세 번째 영역의 분산곡선과 보강 띠 평판의 분산곡선이 잘 일치함을 확인할 수 있다. 이처럼 보강재의 간격으로 나누어진 평판 모델을 본 논문에서는 베이(bay)라고 칭하며, Fig. 5.5(b)의 평판은 2개의 베이로 구성됨을 알 수 있다.

한편 보강 띠 평판과 단순 띠 평판의 중앙에 반대칭 경계조건을 주었을 때 얻은 분산선도를 함께 Fig. 5.6에 나타내었다. Fig. 5.6로부터 반대칭 모드를 가지는 보강 띠 평판의 분산곡선은 단순 띠 평판의 분산곡선과 형태가 유사함을 알 수 있다. 보강 띠 평판에서 각각의 파동이 cut-on 될때 평판의 변형 형상을 Fig. 5.7에 순서대로 나타내었다. 단순 띠 평판의 경우 반대칭 경계조건으로 얻은 분산선도의 네 번째 파동은 평판의 8차 단면 모드를 나타내지만 보강 띠 평판의 경우 Fig. 5.7에 나타나 있듯이 세 번째 파동과 네 번째 파동 모두 평판의 6차 단면모드를 나타냈다. 즉, 6차 단면모드가 두 번 나타난 것이다. 이는 Fig. 5.7에 보여 지듯이 보강재가 한번은 보강재가 부착된 지점의 평판과 같은 위상, 또 한번은 평판과 반대 위상으로 움직이면서 마치 평판의 진동을 줄여주는

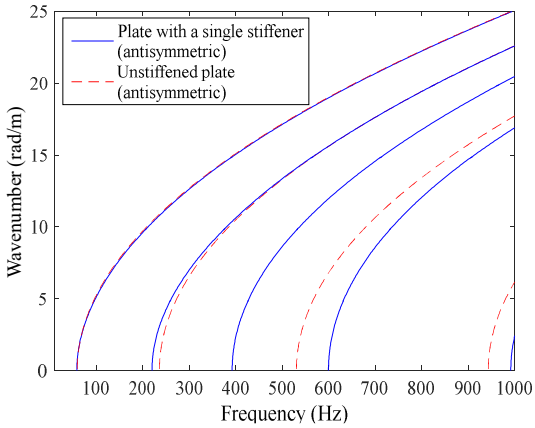


Fig. 5.6. The dispersion diagram of antisymmetric modes of the plate with single stiffener.

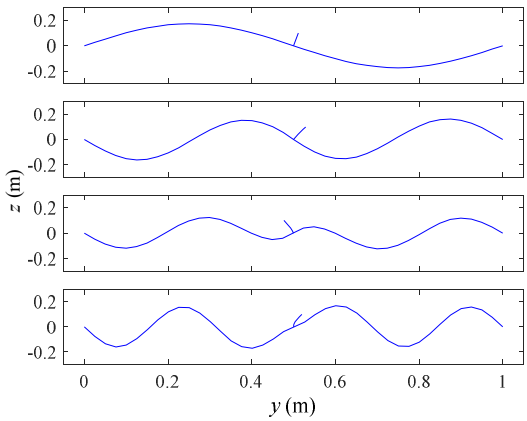


Fig. 5.7. The deformation shapes of cross-sections of symmetric modes for the plate with a single stiffener.

동흡진기(dynamic absorber)와 같은 역할을 하기 때문에 발생한 현상이다. 보강재의 고유진동수가 Fig. 5.6의 3번째 파동의 cut-on 주파수와 겹치면서 발생하게 되며 보강재의 고유진동수는 외팔보의 고유진동수를 구하는 방법으로 구한다.

$$f_1 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{EI}{\rho A}}k_1^2, \tag{5.3}$$

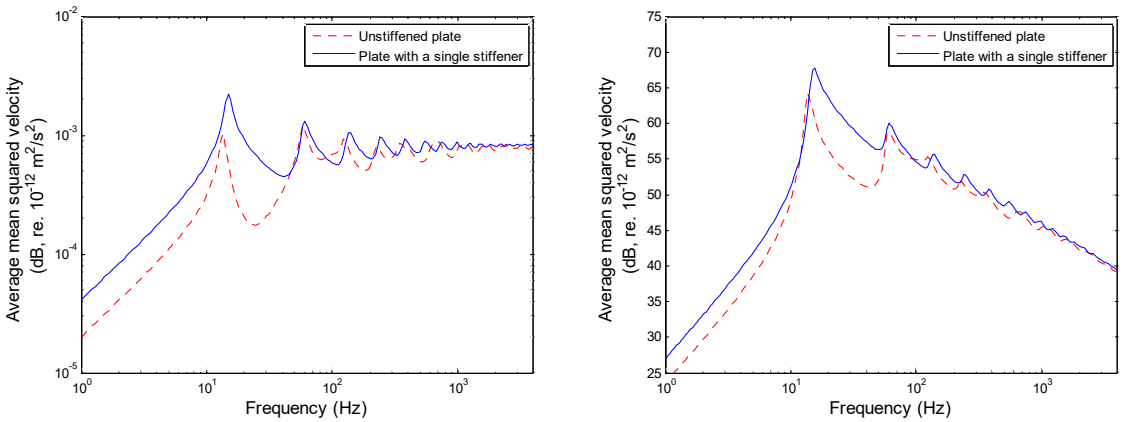
여기서 k_1 은 첫 번째 고유진동수를 갖는 파수이고, k_1 은 외팔보의 특성 방정식($k_1 l = 1.875$)으로부터 계산할 수 있다. l은 보강재의 길이를 나타내며 $I = t_s^3/12$ 이고 $A = t_s$ 이다. 식(5.3)으로 부터 계산된 보강재의 첫 번째 고유진동수는 497 Hz이고, 단순 띠 평판의 여섯 번째 cut-on 주파수(530.6Hz) 근처에서 발생한다. 즉, 보강재의 고유진동수가

Fig. 5.6의 3번째 파동의 cut-on 주파수와 겹치면서 하나의 파동을 두 개로 쪼개고 있는 것을 알 수 있다.

5.1.2 가진점 모빌리티와 평균속도

본 절에서는 띠 평판의 중앙에 하나의 보강재가 있을 때 외력에 의해 발생하는 평판의 응답을 구하고 단순 띠 평판의 경우와 비교하여 보강재가 응답에 미치는 영향을 살펴본다.

보강재 부착유무에 따른 평판의 가진점 모빌리티와 평균속도를 Fig. 5.8에 나타내었다. 가진점 모빌리티를 나타낸 Fig. 5.8(a)를 살펴보면 보강재가 부착됨으로써 두 번째 cut-on 주파수 이하 영역에서 평판의 응답이 크게 변화하는 것을 알 수 있으며 홀수 차수의 cut-on 주파수 부근에서도 상대적으로 큰 변화가 나타난다. 이러한 경향은 Fig. 5.8(b)의 평균속도의 경우에도 동일하게 나타난다. 그 이유는 보강재가 평판의 가운데에 위치하고 있어 평판의 홀수 번째 모드에서 그 효과가 크게 작용하기 때문이다.

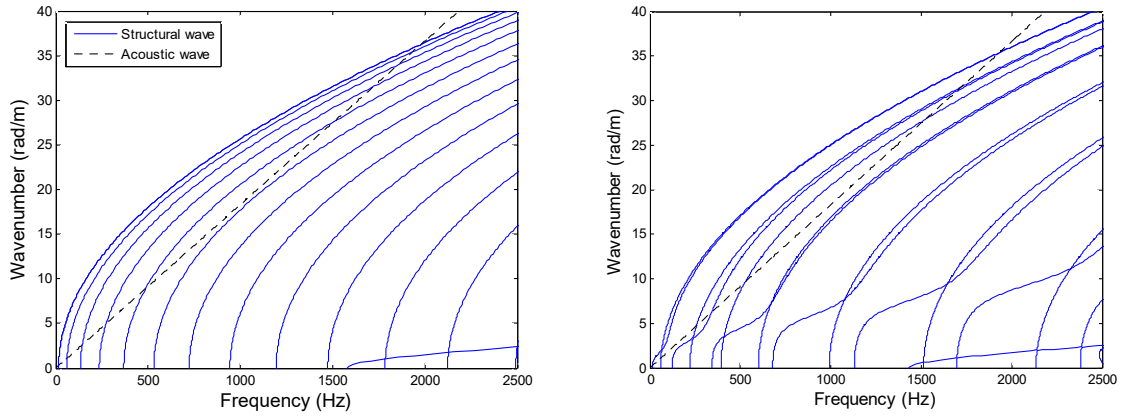


(a) (b)

Fig. 5.8. The averaged (a) point mobilities and (b) average mean-squared velocities for the plate with a single stiffener excited at each node.

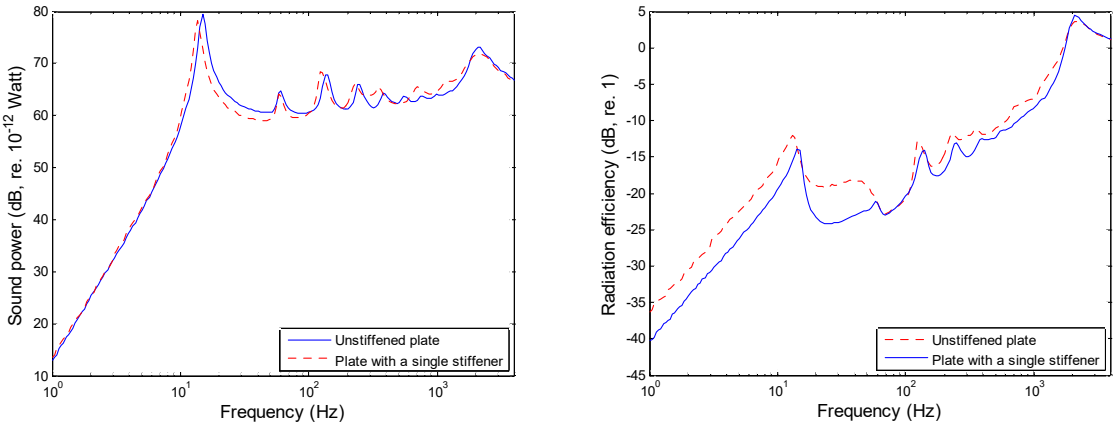
5.1.3 방사 소음

보강 띠 평판의 음향파워를 계산하기에 앞서, 보강 띠 평판을 따라 진행하는 파동과 음파의 분산 특성을 비교하여 소음 방사에 기여하는 파동과 그 주파수 특성을 이해하는 것이 필요하다. Fig. 5.1의 모델에 대한 분산선도를 음파의 파수와 함께 Fig. 5.9에



(a) (b)

Fig. 5.9. The dispersion diagram of (a) unstiffened and (b) the plate with single stiffener.



(a) (b)

Fig. 5.10. The averaged (a) sound power and (b) radiation efficiency of unstiffened and the plate with single stiffener.

나타내었다. Fig. 5.9(a)는 단순 띠 평판의 분산곡선과 음파의 분산곡선을, Fig. 5.9 (b)는 보강 띠 평판의 분산곡선과 음파의 분산곡선을 비교하여 나타낸 것이다. 단순 띠 평판의 경우 약 2 kHz 이하에서 음파의 파수보다 높은 파수를 갖는 파동(굽힘파)이 존재하며, 이들 파동은 $\kappa \geq k$ 의 조건에 의해 소음방사를 발생시키지 못한다. 보강 띠 평판의 경우에 대한 분산곡선 비교는 Fig. 5.9(b)에 나타내었다. Fig. 5.9(b)의 결과도 Fig. 5.9(a)와 유사한 방사특성을 보이지만 보강재의 영향으로 아음속구간에 속하는 파동의 수가 감소한 것을 알 수 있다. 반면에 단순 띠 평판과 보강 띠 평판의 임계주파수는 거의 일치함을 보인다.

Fig. 5.10에는 단순 띠 평판과 보강 띠 평판의 음향파워와 방사효율을 나타내었다. 4.1.2절에서 설명하였듯이 각각의 노드에 점하중을 가했을 때 계산되는 음향파워와 방사효율을 모두 평균하였다. Fig. 5.10(a)에 나타낸 음향파워의 첫 번째와 세 번째 cut-on 주파수 사이 영역에서는 보강 띠 평판의 음향파워는 단순 띠 평판의 음향파워보다 감소한 것으로 나타났다. 반면에 Fig. 5.8(b)에 확인한 것과 같이 보강 띠 평판의 진동수준은 상대적으로 더 많이 감소한 것을 알 수 있고 Fig. 5.10(b)를 보면 이 주파수 영역에서는 방사효율이 증가함을 확인할 수 있다. 이를 통해 음향파워보다 평판의 진동이 보강재의 영향을 많이 받는 것을 알 수 있다. 임계주파수 이하의 약 500 Hz 부터 2 kHz 까지 영역은 모서리 음향방사 영역이며 이 구간에서는 보강 띠 평판의 음향파워가 단순 띠 평판의 음향파워보다 더 크게 나타나고 있다. 이 주파수 구간에 대한 방사효율을 나타낸 Fig. 5.10(b)를 보면 방사효율의 변화는 음향파워가 증가한 만큼 증가한 것을 살펴볼 수 있다. 이 영역은 고주파수 영역이므로 Fig. 5.8(b)에서 확인한 것과 같이 보강 띠 평판과 단순 띠 평판의 진동수준은 차이가 거의 없기 때문이다. 즉, 이 영역에서는 같은 수준의 진동에도 보강 띠 평판의 음향방사가 단순 띠 평판의 음향방사보다 더 크게 발생한다. 따라서 하나의 보강재가 있는 보강 띠 평판의 경우 보강재의 영향으로 단순 띠 평판의 경우보다 음향방사가 더 크게 발생함을 알 수 있다.

5.1.4 보강재 높이의 효과

5.1.1절부터 5.1.3절까지 사용된 보강재의 높이는 0.1 m 로 실제로 사용되는 보강판에 비해 평판의 폭과 보강재 높이의 비가 큰 평판 모델을 사용하였다. 실제 보강판의 경우와 유사한 모델로 살펴보기 위해 Fig. 5.11과 같이 0.1 m 의 절반인 0.05 m 높이의 보강재를 가지는 평판을 모델링하였다. 추후 보강재의 개수를 증가시키거나 이중 띠 평판을 구성하는 경우에서는 Fig. 5.11의 0.05 m 보강재 모델을 사용할 것이다. 본 절에서는 보강재 높이의 변화에 따른 보강판의 강제응답, 음향파워와 방사효율 결과를

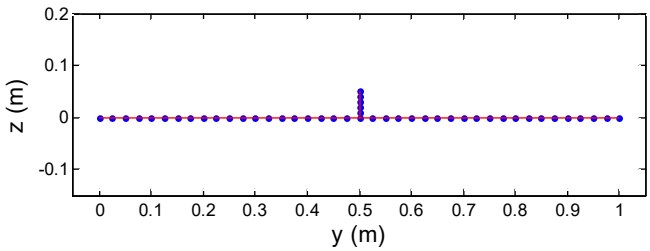
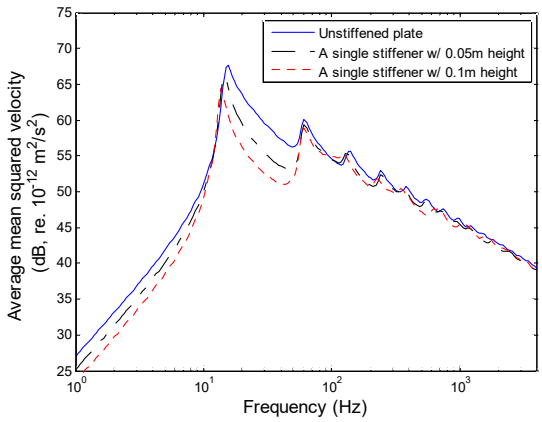


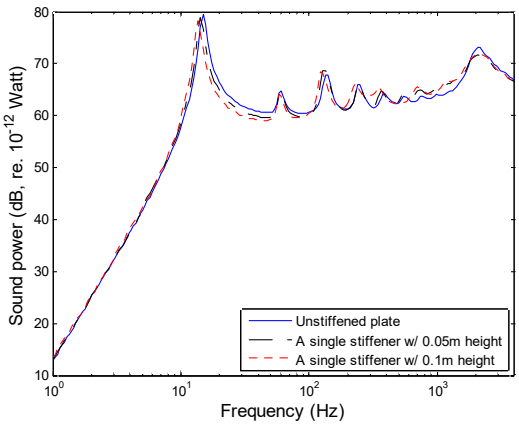
Fig. 5.11. The WFE modeling for the plates with single stiffener with a height of 0.05 m.

비교해 보려고 한다.

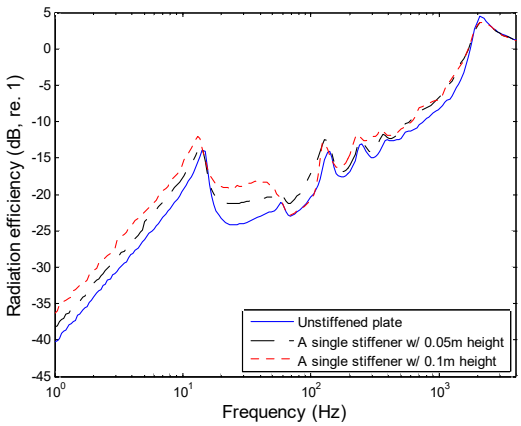
서로 다른 높이의 보강재를 가지는 보강판의 평균진동을 Fig. 5.12(a)에 나타내었다. Fig. 5.12(a)의 결과를 통해 보강재의 높이가 클수록 평판의 응답이 더 많이 변화하는 것을 알 수 있으며 응답이 변화가 두드러지게 나타나는 주파수영역은 보강재 높이의 변화와 상관없이 동일하게 나타나는 것을 확인 할 수 있었다. 두 보강판의 음향파워와 방사효율 결과는 Fig. 5.12(b)와 Fig. 5.12(c)에 각각 나타내었다. 음향파워는 첫 번째와 세 번째 cut-on 주파수 사이에서 보강재의 높이가 높아질수록 소음이 더 감소했다. 반면 모서리 음향방사 영역에서는 음향파워의 변화가 거의 없는 것으로 나타났다. 이는 4.1.1절에서 살펴본 것처럼 보강재가 강벽 작용을 하기 때문에 보강재의 길이의 변화는 영향을 주지 못하는 것으로 판단된다. 방사효율의 결과에서는 보강재의 높이가 길수록



(a)



(b)



(c)

Fig. 5.12. (a) The average mean-squared velocities, (b) radiated sound power (c) radiation efficiency for the plate with a single stiffener with a height of 0.05 m and 0.1m.

두 번째 cut-on 주파수 이전 영역에서는 평판의 응답이 감소한 정도가 소음이 감소한 정도보다 크기 때문에 방사효율이 증가하는 것을 알 수 있었다. 반면에 모서리 음향방사 영역에서는 보강재의 높이 변화가 진동과 음향파워가 거의 영향을 주지 못하므로 방사효율의 차이는 거의 없는 것을 알 수 있었다. 즉, 보강재의 높이가 높을수록 평균진동에 영향을 많이 받는 영역에서 방사효율이 증가하는 것을 알 수 있다.

5.2 세 개의 보강재를 가지는 보강 띠 평판의 진동 및 소음 특성

본 절에서는 5.1절에서 모델링한 보강 띠 평판에 좌우로 두 개의 보강재를 추가한 경우의 진동 및 소음방사 특성에 대해 살펴본다. 세 개의 보강재를 가진 보강 띠 평판은 Fig. 5.13과 같이 모델링하였다. 추가된 두 개의 보강재도 기존에 모델링 했던 보강재와 마찬가지로 각각 5개의 요소로 구성하였으며 $y = 0.25$ m, $y = 0.75$ m 인 지점에 부착되었다. Fig. 5.13의 단면 모델은 56개의 노드를 가지며 자유도의 개수는 218개이다. 경계요소는 보강재가 없는 아랫면과 연성 되도록 모델링 하였으며 노드 및 요소는 앞의 4.1절에서 정의한 것과 동일하다.

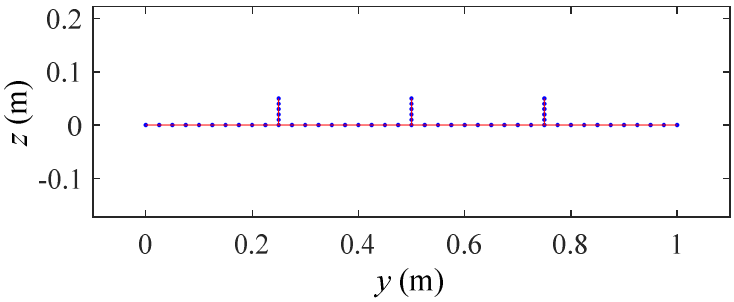


Fig. 5.13. The modeling of the plate with three stiffeners.

5.2.1 분산선도

Fig. 5.13에 보인 보강 띠 평판에 대한 분산선도를 Fig. 5.14에 나타내었다. 4.1.1절에서 규명한 것과 같이 보강재를 가진 띠 평판은 보강재 간격으로 분할된 '베이'를 이용해 분산곡선을 근사화 할 수 있다. 인접한 보강재 사이에 위치한 베이에 양단 단순지지와 양단 고정지지를 적용한 분산곡선을 보강 띠 평판의 분산선도와 함께 Fig. 5.14에 나타내었다. Fig. 5.14에 나타난 것처럼 세 개의 보강재를 가지는 보강 띠

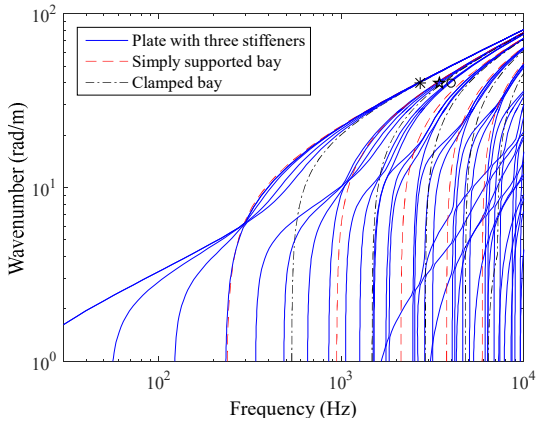
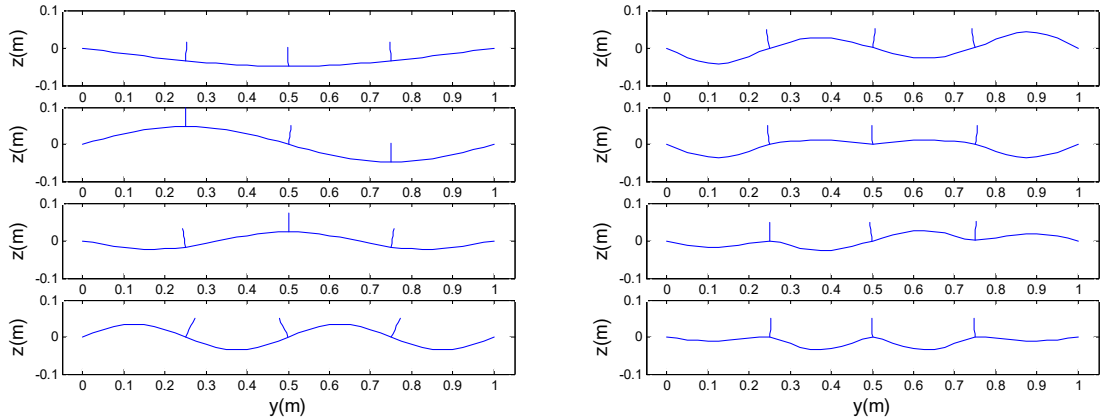


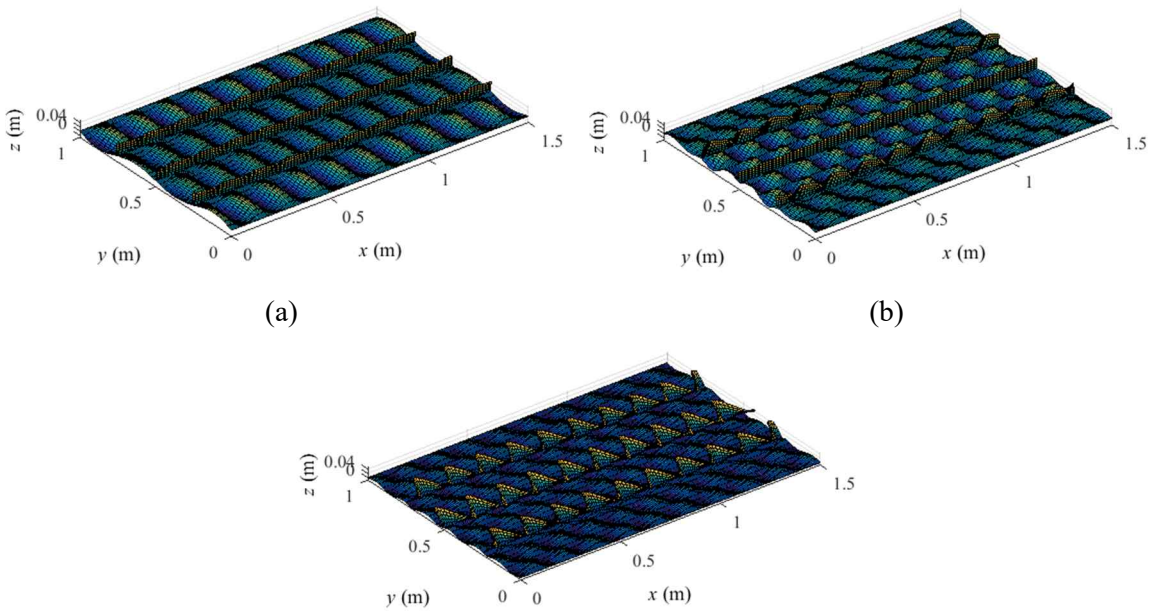
Fig. 5.14. The dispersion diagram of the plate with three stiffeners.

평판의 분산선도는 하나의 보강재를 가지는 보강 띠 평판보다 더 많은 파동들이 존재하는 것을 알 수 있다. 이들은 파수가 증가하면서 네 개의 파동씩 그룹되는 것을 볼 수 있는데, 이는 Fig. 5.13의 띠 평판이 네 개의 베이를 갖기 때문이다. Fig. 5.14의 분산선도에서 첫 네 파동의 진동 형태를 살펴보기 위해 이들이 cut-on 되는 $\kappa = 0$ rad/m 그리고 한 그룹으로 모인 $\kappa = 40$ rad/m 에 대해 단면 변형 형태를 Fig. 5.15에 나타내었다. 첫 그룹의 네 파동이 $\kappa = 40$ rad/m 일 때의 위치는 Fig. 5.14에 '*'로 표시하였다. Fig. 5.15(a)를 통해서 알 수 있는 사실은 세 개의 보강재가 있는 띠 평판도 하나의 보강재를 가지고 있는 띠 평판처럼 cut-on된 직후에는 단순 띠 평판의 단면 모드와 같은 모드를 갖는 것이다. 이 파동들이 높은 파수 영역으로 가면 파동의 형태가 Fig. 5.15(b)와 같아지며 네 개의 파동 모두 보강재가 부착되어 있는 지점에서 수직방향의 변위가 0이 되는 것을 볼 수 있다. 즉, 4.1.1절에서 살펴본 것처럼 높은 파수 영역에서 보강재가 고정지지(또는 단순지지)의 역할을 하는 것을 알 수 있다. 이러한 보강재들의 영향으로 인해 네 개의 베이들은 1차 모드를 가지게 된다. 따라서 첫 번째 그룹의 파동들은 1차 모드를 가지는 베이의 파동이며, 베이의 개수에 따라 그룹화 되는 파동의 개수가 정해짐을 알 수 있다. 즉, 하나의 베이에 양단을 단순지지, 양단을 고정지지 경계조건을 적용해 분산선도를 그리면 높은 파수 영역에서 보강 띠 평판의 분산선도를 근사화 할 수 있다. Fig. 5.16(a)는 Fig. 5.15(b)에 나타낸 베이의 1차 모드를 가지는 파동 중 첫 번째 파동의 변형형태를 3차원으로 나타내었다. Fig. 5.16(a)를 보면 각각의 베이들이 1차 모드를 가지며 x방향으로 전파하고 있음을 알 수 있다.



(a) (b)

Fig. 5.15. The deformation shapes of cross-section of stiffened plate at (a) cut-on and (b) 40 rad/m.



(a) (b)

(c)

Fig. 5.16. The deformation shapes of grouped waves of (a) first group, (b) second group and (c) third group at 40 rad/m.

두 번째 그룹의 파동 역시 높은 파수 영역에서 네 개의 파동이 모여 있는데 두 번째 그룹과 첫 번째 그룹의 파동 형태를 비교하기 위해 Fig. 5.14에 기호 '☆'로 표시된, 파수가 40 rad/m 일 때 두 번째 파동의 변형형태를 Fig. 5.16(b)에 나타내었다. Fig. 5.16(b)를 통해 두 번째 그룹의 파동은 베이의 2차 모드를 가진다는 것을 알 수 있다. 이러한 사실로부터 네 개의 베이에 해당하는 파동들이 베이의 차수에 따라 그룹됨을 확인하였다.

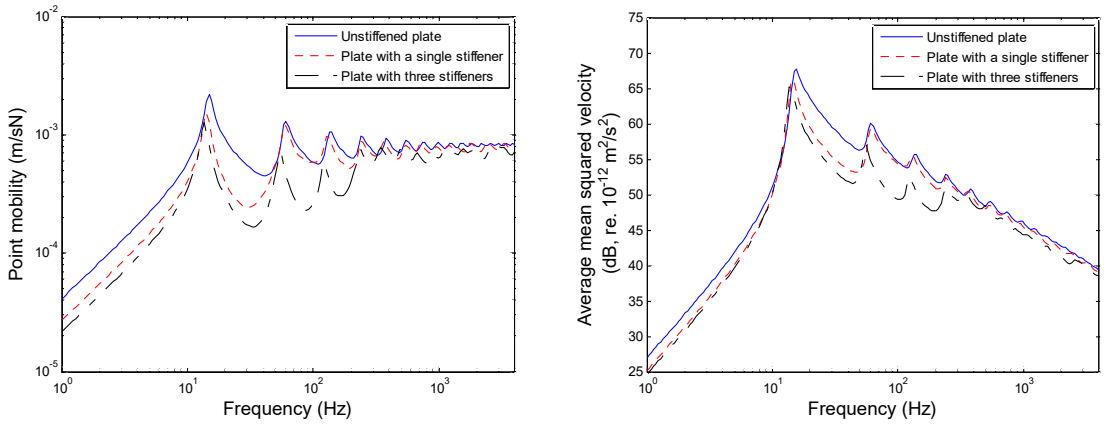
반면 Fig. 5.14의 세 번째 그룹 파동은 베이의 파동과는 다른 특징을 보인다. 높은 파수 영역에서 베이의 분산곡선으로 근사화 되었던 보통의 파동들과는 달리, 이 세 번째 그룹은 베이의 분산곡선으로 근사화 되지 않으며 모여있는 파동의 개수도 네 개가 아닌 3개 이다. 그 이유를 살펴보기 위해 Fig. 5.14에서 ‘○’로 표시한 세 번째 그룹 중 첫 번째 파동의 변형 형태를 Fig. 5.16(c)에 나타내었다. Fig. 5.16(a)와 Fig. 5.15(b)에서 베이의 수직방향 진동에 비해 보강재의 폭 방향 진동은 미약하지만 Fig. 5.15(c)에서는 보강재의 폭 방향 진동이 베이의 수직방향에 비해 크게 발생한 것을 확인할 수 있다. 따라서 세 번째 그룹의 파동은 보강재를 따라 진향하는 수평방향 굽힘파인 것을 알 수 있으며, 보강재의 개수에 따라 그 파동의 개수가 정해진다.

5.2.2 가진점 모빌리티와 평균 속도

본 절에서는 보강 띠 평판의 보강재가 두 개 더 추가됨으로써 보강재가 띠 평판의 진동 응답에 어떠한 영향을 미치는지 살펴본다. 4.1.3절에 기술한 것과 같이 가진점의 위치를 변화시켜가며 구한 평판의 평균 모빌리티와 평균속도를 Fig. 5.17에 나타내었다. 비교를 위해 단순 띠 평판과 하나의 보강재를 가진 경우의 결과도 함께 Fig. 5.17에 나타내었다.

Fig. 5.17(a)에 나타낸 가진점 모빌리티의 경우 첫 번째 cut-on 주파수 부근과 그 이하 영역에서 늘어난 두개의 보강재로 인해 추가적인 약간의 모빌리티 감소가 발생한 반면 두 번째와 네 번째 cut-on 주파수 사이에서는 추가된 보강재로 인해 평판의 진동이 크게 감소한 것을 볼 수 있다. 하나의 보강재를 가진 보강 띠 평판의 경우 보강재가 평판의 첫 번째 모드에 큰 영향을 주며 보강판의 가진점 모빌리티를 줄여 주었지만 세 개의 보강재를 가진 띠 평판의 경우, 보강재가 평판의 1차 모드뿐만 아니라 2차와 3차 모드에도 큰 영향을 주어 보강 띠 평판의 가진점 모빌리티가 줄어든 것으로 판단할 수 있다. 그 이후의 고주파수 영역에서는 보강재의 개수가 많아질수록 가진점 모빌리티가 낮아지지만 그 차이가 크지는 않다.

Fig. 5.17(b)의 결과를 보면 보강 띠 평판의 평균속도도 가진점 모빌리티의 결과와 비슷한 경향을 나타낸다. Fig. 5.17(b)에 나타낸 보강 띠 평판의 평균속도를 보면 첫 번째 cut-on 주파수 이하의 근접파 파동이 존재하는 영역에서는 보강재의 추가로 인해 생기는 변화가 거의 없는 것을 알 수 있다. 하지만 첫 번째와 두 번째 cut-on 주파수 사이에서는



(a) (b)

Fig. 5.17. The (a) point mobilites and (b) average mean-squared velocities of unstiffened, stiffened plate with a single and three stiffeners.

보강재의 개수가 늘어남에 따라 평균속도가 점점 줄어드는 것을 알 수 있다. 그리고 두 번째와 네 번째 cut-on 주파수 사이에서는 추가된 보강재로 인해 평균진동이 상당히 감소한 것을 알 수 있다. 이는 추가로 부착된 두 개의 보강재가 보강 띠 평판의 2차 모드와 3차 모드의 변형에 크게 영향을 주고 있기 때문이다. 이를 통해 보강재의 개수가 늘어남에 따라 더 높은 차수의 파동에도 큰 영향을 주게 되는 것을 알 수 있다.

5.2.3 방사 소음

본 절에서는 추가된 두 개의 보강재가 띠 평판의 음향 방사에 미치는 영향에 관해 살펴본다. 세 개의 보강재를 가진 띠 평판과 음파의 분산곡선을 Fig. 5.18에 나타내었다. 평판을 따라 진행하는 파동의 파수가 음파의 파수보다 높으면 아음속영역에 속해 평판의 진동이 소음 방사를 일으키지 못한다. 파수에 따른 이러한 특성을 확인해 보기 위해 Fig. 5.18에 표시된 700 Hz와 1396 Hz의 두 주파수에 대해 파수 변화에 따른 방사 파워를 구하여 Fig. 5.19에 나타내었다. Fig. 5.19의 700 Hz 결과를 보면 Fig. 5.18의 분산선도에서 두 번째 그룹 파동 중에 ‘o’로 표시된 첫 번째와 두 번째 파동만 음향파워에 기여하고 있으며 세 번째 파동은 음향파워에 영향을 주지 못한다. 1396 Hz 결과를 통해서는 Fig. 5.18의 파동 중에 두 번째 그룹의 파동이 세 번째 그룹의 파동보다 많은 음향파워를 발생시키는 것을 알 수 있다. 또한 Fig. 5.19의 700 Hz와 1396 Hz 두 결과에서 공통적으로

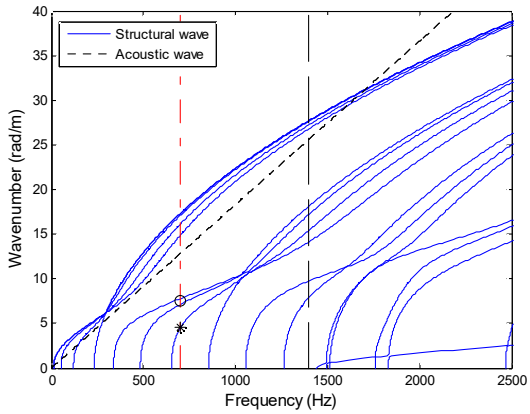


Fig. 5.18. The dispersion diagram of the plate with three stiffeners.

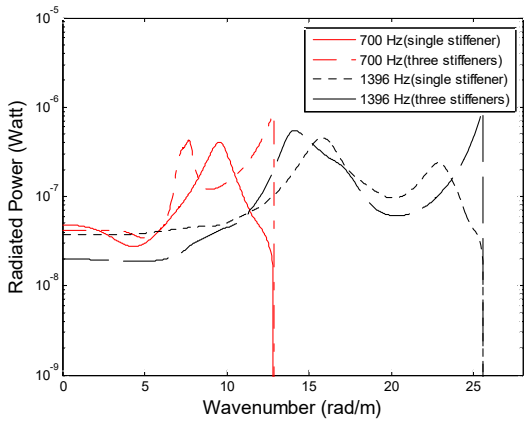
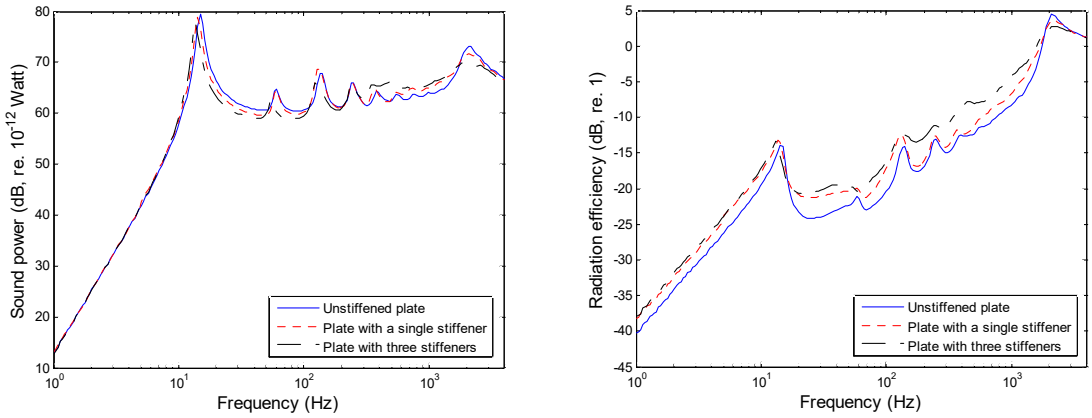


Fig. 5.19. The sound power for the plate with a single and three stiffeners at 700 Hz and 1396 Hz.

방사파워는 음파의 파수에 근접할수록 점점 증가하는 것을 알 수 있다. 그것은 Fig. 5.18에 나타나 있듯이 보강 띠 평판의 첫 번째 그룹 분산곡선이 음파의 분산곡선보다 더 높은 아음속구간에 속해 있지만 음파의 분산곡선과 근접한 곳에 위치해 있기 때문에 그 영향이 방사파워를 계산하는데 어느 정도 기여하기 때문이다. 좀더 정확한 비교를 위해 하나의 보강재를 가지는 띠 평판의 경우도 함께 Fig. 5.19에 나타내었다. 하나의 보강재를 가지는 경우와 세 개의 보강재를 가지는 경우의 가장 큰 차이점은 음파의 분산곡선 근처에서 발생하는 것을 알 수 있다. 즉, 보강재가 두 개 더 추가됨으로써 분산곡선들이 음파의 파수와 가까워져 음향파워를 증가시키는 것이다.

세 개의 보강재를 가진 띠 평판에 대한 음향파워와 방사효율을 단순 띠 평판과 하나의 보강재를 가지는 띠 평판의 결과와 함께 Fig. 5.20에 나타내었다. Fig. 5.20(a)에 나타낸 음향파워를 살펴보면 첫 번째와 네 번째 cut-on 주파수 사이에서는 보강재가 추가됨으로써 음향파워는 감소한 것을 알 수 있다. 반면 네 번째 cut-on과 임계주파수



(a) (b)

Fig. 5.20. The (a) sound power and (b) radiation efficiency for unstiffened, stiffened plate with a single and three stiffeners.

사이에서는 추가된 보강재로 인해 음향파워가 증가한 것을 알 수 있다. 방사 효율은 Fig. 5.20(b)에 나타나있다. 첫 번째 cut-on 주파수 이하의 영역에서는 보강재가 추가됨으로써 생기는 음향파워의 영향은 거의 없는 것으로 나타났다. 첫 번째와 네 번째 cut-on 주파수 사이에서는 음향파워의 감소에도 불구하고 오히려 방사효율은 증가한 것으로 나타났다. 이것은 보강재로 인한 평균속도의 감소가 음향파워의 감소보다 크게 발생하였기 때문이다. 이러한 현상은 4.1.3절에서 하나의 보강재를 가진 띠 평판의 방사 소음 특징 특징에도 나타났으며, 즉 이 구간은 보강재로 인한 소음의 변화는 별로 없는데 반해 평균진동의 감소가 큰 영역이다. Fig. 5.20(a)에 나타난 것과 같이 네 번째 cut-on과 임계주파수 사이에서는 음향파워가 증가하였고, 더불어 Fig. 5.20(b)와 같이 평균속도는 약간 줄었으므로 이 영역에서도 보강재가 추가 됨에 따라 보강 띠 평판의 방사효율은 증가하게 됨을 알 수 있다. 즉, 보강재의 개수가 증가할 수록 첫 번째 cut-on 과 임계주파수 사이에서 방사 효율은 증가하게 된다.

5.3 보강 띠 평판의 음향 투과 특성

5.1절과 5.2절에서는 보강 띠 평판의 파동 전파특성과 기계적 가진이 가해졌을 때 띠 평판의 진동 및 소음 특성에 대해 살펴보았다. 이번 절에서는 보강 띠 평판에 음향 가진이 가해졌을 때 보강 띠 평판의 음향 투과 특성에 대해 살펴본다.

보강 띠 평판 모델은 Fig. 5.11에 나타낸 보강재를 하나 갖는 띠 평판과 Fig. 5.13에 나타낸 보강재를 세 개 갖는 띠 평판을 선택하였다. 보강 띠 평판의 음향 투과 손실을 계산하기 위해서 평판의 아랫면뿐만 아니라 보강재가 부착되어 있는 윗면에도 경계요소로 모델링 되어야 한다. 하지만 경계요소로 보강재의 끝부분을 처리하는 것은 매우 어렵다. 따라서 본 연구에서는 문제를 쉽게 해결하기 위해 보강재에는 경계요소를 모델링 하지 않고 평판의 윗면에만 모델링하였다.

수직 입사에 대한 보강판의 음향 투과 손실을 Fig. 5.21에 나타내었다. 수직 입사의 경우 보강재는 음향 투과 특성에 거의 영향을 주지 않았다. 수직 입사의 경우 x 방향의

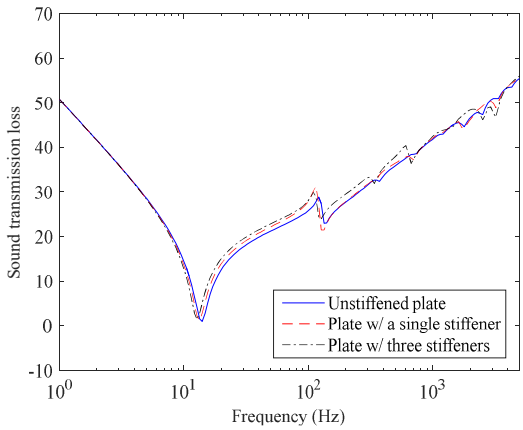
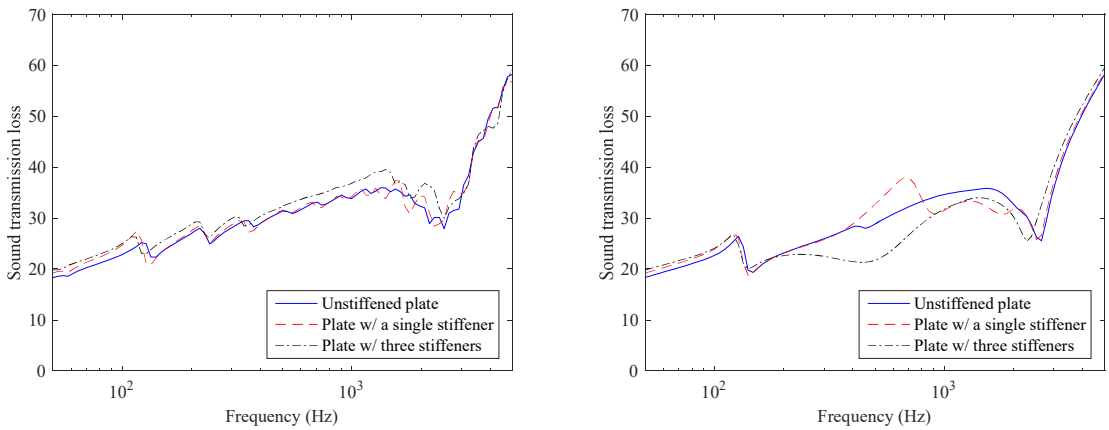


Fig. 5.21. The sound transmission loss by the normal incidence for unstiffened, stiffened plate with a single and three stiffeners.

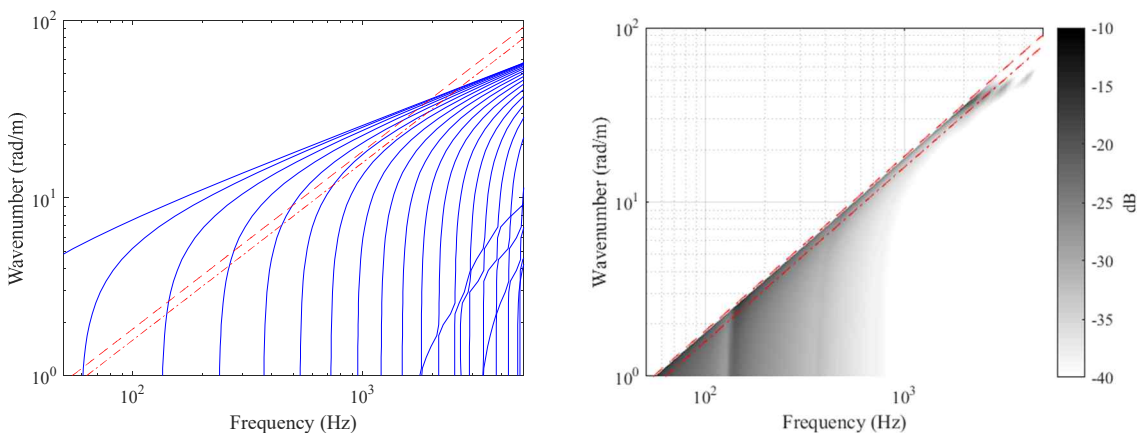


(a) (b)

Fig. 5.22. The sound transmission loss by the oblique incidence for unstiffened, stiffened plate with a single and three stiffeners.

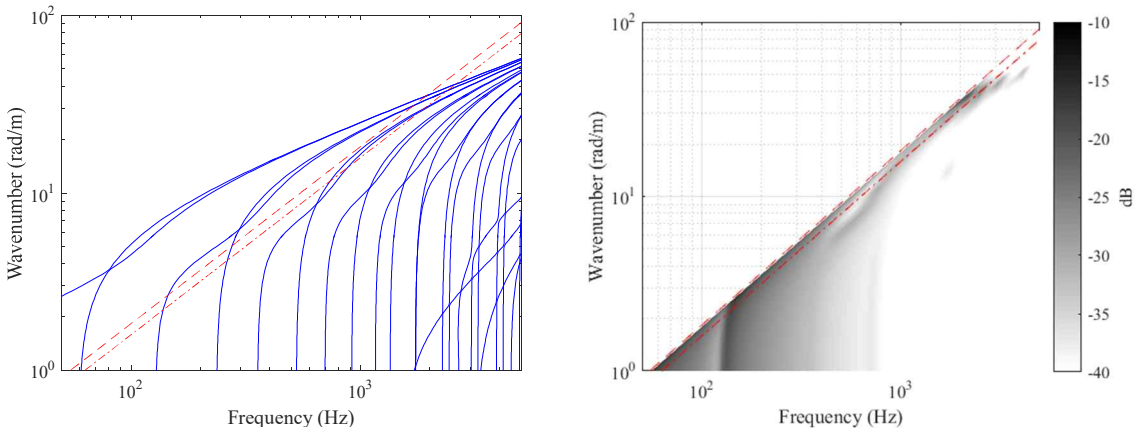
파수는 0이다. 평판이 cut-on 되었을 때는 평판의 전체 변형이 나타나며 (Fig. 5.15(a)) 이는 보강재가 없는 띠 평판에서 나타나는 경향과 유사하다. 따라서 이 파동에 의해 생기는 음향 투과 특성은 보강재의 영향을 거의 받지 않는다.

경사 입사에 대한 음향 투과손실은 Fig. 5.22에 나타내었다. Fig. 5.22(a)는 $\phi = 30^\circ$, $\chi = 90^\circ$, Fig. 5.22(b)는 $\phi = 90^\circ$, $\chi = 30^\circ$ 일 때 투과손실을 나타낸 것이다. Fig. 5.22(a)의 결과도 보강재는 음향 투과 특성에 거의 영향을 주지 않았다. 이는 수직 입사의 경우와 동일하게 x 방향의 파수는 0 이므로, 띠 평판의 변형과 유사한 전체 변형이 나타나는 파동의 영향 때문이다. 한편 Fig. 5.22(b)에서는 보강재의 개수가 많아 질수록 음향 투과손실에 미치는 영향이 커지는 것을 알 수 있다. 이 효과에 대해 자세히 살펴 보기위해 Fig. 5.23, Fig. 5.24, Fig. 5.25에 띠 평판의 분산선도와 $\phi = 90^\circ$ 일 때 χ 의 변화에 따른 투과 계수를 나타냈다. 음향 파수와 $\chi = 30^\circ$ 일 때 입사파의 x 방향 파수도 함께 나타냈다. ($\chi = 30^\circ$ 일 때 입사파의 x 방향 파수를 따라 Fig. 5.22의 음향 투과손실이 계산된다.) Fig. 5.22(b)에서 하나의 보강재를 가진 띠 평판은 약 800 Hz 부터 2 kHz 사이에서 차단 특성이 감소한다. 이는 보강재에 의해서 투과파워가 증가 했음을 의미한다. Fig. 5.23(a)에서 폭 방향 5차모드를 가지는 파동이 보강재에 의해 베이의 3차모드를 가지는 파동으로 변하게 되면서 음향파수 아래에 위치하게 되는 것을 알 수 있고(Fig. 5.24(a)에서 약 10 rad/m 이상), Fig. 5.24(b)를 보면 이 파동 들에 의해 투과 파워가 증가 한 것을 알 수 있다. Fig. 5.22(b)에서 세개의 보강재를 가진 띠 평판은 약



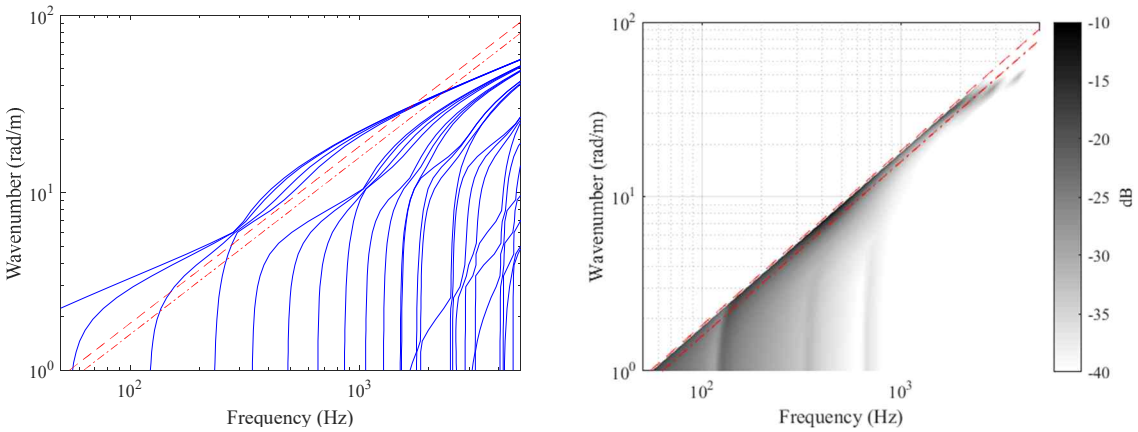
(a) (b)

Fig. 5.23. The (a) dispersion diagram and (b) image plot of trnamsission coefficient for unstiffened plate at $\phi = 90^\circ$.



(a) (b)

Fig. 5.24. The (a) dispersion diagram and (b) image plot of trnamsission coefficient for stiffened plate with a single stiffener at $\phi = 90^{\circ}$.



(a) (b)

Fig. 5.25. The (a) dispersion diagram and (b) image plot of trnamsission coefficient for stiffened plate with three stiffeners at $\phi = 90^{\circ}$.

200 Hz 부터 2 kHz 사이에서 차단 특성이 감소한다. Fig. 5.25(a)에서 보강재에 의해 나누어진 베이의 1차 모드 파동이 음향파수 근처에 위치하게 되는데 이 파동들이 투과 파워를 크게 발생시키는 것을 Fig. 5.25(b)를 통해 알 수 있다.

확산 음장에서 보강판의 음향 투과특성은 Fig. 5.26에 나타내었다. 하나의 보강재를 갖는 평판은 음향 투과특성에 영향을 거의 주지 않았지만 세개의 보강재를 갖는 평판은 첫번째 베이의 파동의 영향을 크게 받아 차단 성능이 감소하는 경향을 보였다.

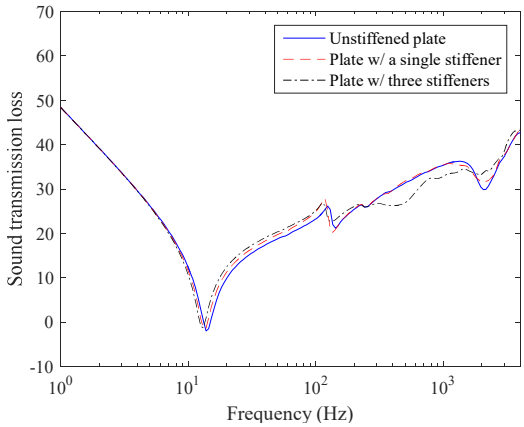


Fig. 5.26. The sound transmission loss at diffuse sound field for unstiffened, stiffened plate with a single and three stiffeners.

5.4 요약

본 장에서는 단순 띠 평판에 보강재를 부착하여 보강 띠 평판의 진동 및 소음 특성에 대해 살펴보았다. 하나의 보강재를 가진 띠 평판과 세 개의 보강재를 가진 띠 평판의 방사효율 및 음향 투과손실을 계산하고 보강재의 효과에 대해 살펴보았다.

분산선도를 통해 낮은 주파수에서 평판의 전체적 변형이 발생하는 것을 알 수 있었고 파수와 주파수가 증가하면서 보강재가 강벽처럼 작용하는 것을 발견하였다. 따라서 높은 파수와 주파수에서 보강재에 의해 나누어진 스트립(또는 베이)의 파동으로 근사화 할 수 있었다. 또한 보강재에 의해 구조물의 파동이 음향 파수보다 더 낮은 파수영역에 위치하게 된다.

보강재에 의해 방사효율은 임계주파수 이전 영역에서 방사효율은 증가하는 것을 알 수 있었으며 이는 보강재에 의해 진동이 줄어 들고 음향 파워는 증가하기 때문이다. 음향 파워가 증가하는 이유는 보강재에 의해 구조물의 파동이 음향 파수보다 더 낮은 파수영역에 위치하게 되고, 이 파동의 음향파워에 대한 기여도가 커지기 때문이다.

수직 입사의 경우 보강재의 영향은 거의 나타나지 않는다. 수직 입사의 경우 x 방향의 파수는 0이다. 평판이 cut-on 되었을 때는 평판의 전체 변형이 나타나는데 단순 띠 평판과 보강 띠 평판의 경향이 유사하기 때문이다. 확산 음장의 경우 보강재에 의해

음향 투과 손실이 감소하였다. 이는 보강재에 의해 구조물의 파동이 음향 파수보다 더 낮은 파수영역에 위치하게 되고, 이 파동의 투과 파워에 대한 기여도가 커지기 때문이다.

6. WFE/BE 방법을 이용한 이중 평판의 구조 음향 특성 해석

선박 또는 해양구조물(offshore platform)에서 사용되는 이중 선체 또는 격벽은 Fig. 6.1과 같이 이중으로 적층 된 패널로 구성된다. 따라서 이러한 구조물의 구조 음향 특성을 예측하기 위해서는 이중 층 패널의 진동 및 소음 특성을 이해하는 것이 필수적이다. 따라서 이번 장에서는 길이방향으로 보강재를 가진 보강 띠 평판과 이중 보강 띠 평판들에 대해 도파관 유한 요소/경계 요소 방법을 적용하여 진동 및 음향특성을 살펴본다.

해석 모델로는 상 하부 판사이에 보강재가 없는 이중 띠 평판, 내부에 하나의 보강재를 가진 이중 띠 평판, Fig. 6.1과 같이 내부에 세 개의 보강재를 가진 이중 띠 평판을 선정하였다. 이중 평판의 경우 두 평판 사이에 존재하는 공기층이 평판의 진동 및 소음 특성에 큰 영향을 주기 때문에 이 영향에 대해 자세히 살펴보기 위해 내부 유체를 고려하였다. 이중 평판의 사이에 존재하는 내부 유체가 이중 편판의 파동 전파 특성, 방사효율, 음향 투과손실 특성에 미치는 영향에 대해 살펴본다.

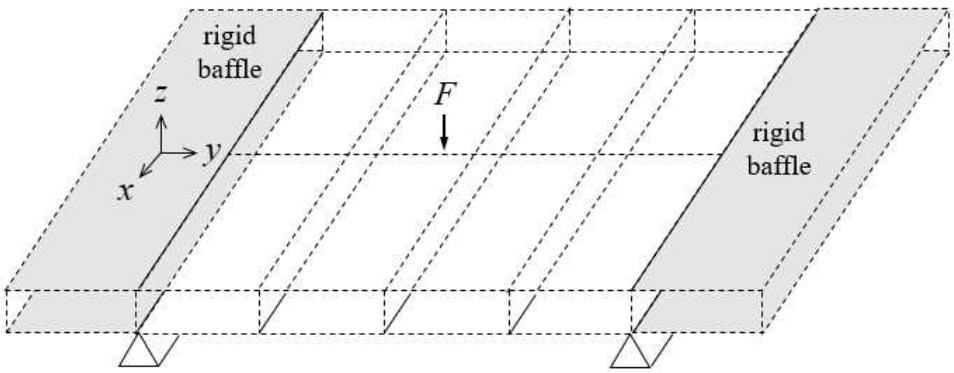
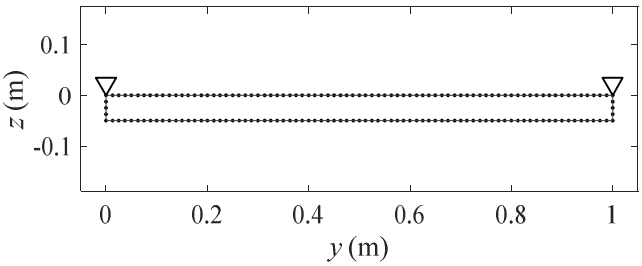


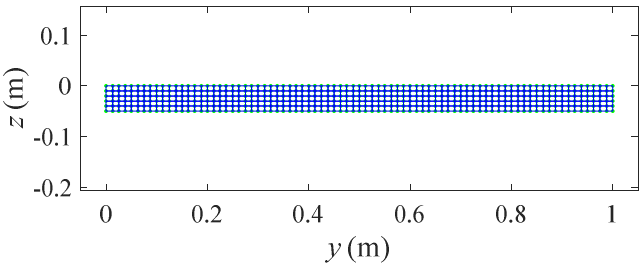
Fig. 6.1. Schematic diagram for the double plate.

6.1 이중 띠 평판의 진동 및 소음해석

본 절에서는 이중 띠 평판의 진동 및 소음 특성과 상부와 하부 평판 사이의 공기가 이중 평판의 진동 및 소음 특성에 미치는 영향에 대해 살펴본다. 이중 평판은 Fig. 6.2(a)처럼 상부와 하부 평판의 양 옆을 막아 구조물을 구성하고 상부판과 하부판



(a)



(b)

Fig. 6.2. The cross-section of (a) the unstiffened strip double plate and (b) the air cavity between the upper and lower plates.

사이의 공기층은 Fig. 6.2(b)처럼 모델링 하여 이중 띠 평판의 진동 및 소음 특성과 내부공기의 효과에 대해 살펴본다.

Fig. 6.2(a)에 모델링 된 이중 평판은 1 m × 5 cm 의 단면을 갖는 이중 평판의 상판, 하판이 각각 80개의 요소, 상판과 하판을 연결한 양 옆 판은 각각 5개의 요소로 이루어져 있으며, 총 170개의 노드로 구성되어 있다. 상부 및 하부 평판의 물성치는 단순 평판의 물성치와 동일하다. 방사 효율의 계산에서는 하판의 양단에만 단순지지 경계조건을 적용하였다. 따라서 평판 구조물의 총 자유도의 개수는 674개이다. 경계 요소는 상판에만 모델링하여 구조물과 연성 되도록해 하부 평판에 점하중을 가했을 때 상부판에서 방사되는 소음을 계산하였다. 경계 요소는 80개의 요소와 162개의 자유도를 갖는다. 내부 유체를 고려하는 경우 내부 유체는 Fig. 6.2(b)처럼 도파관 유한요소로 모델링 하였으며 각 요소는 linear 형상 함수를 가지는 4노드 quadrilateral 요소를 가진다. 내부 유체 WFE는 400개의 요소와 486개의 자유도를 가진다.

음향 투과손실의 경우 상부판과 하부판의 양단 모두에 단순지지 경계조건을 적용하였다. 따라서 평판 구조물의 총 자유도의 개수는 668개이다. 입사파에 대한

투과파워를 계산하여야 하므로 상부판과 하부판 모두에 경계 요소를 모델링하여 구조물과 연성 시켰다. 경계 요소는 160개의 요소와 324개의 자유도를 갖는다.

6.1.1 분산선도

이중 평판의 파동 전파 특성을 살펴보기 위해 Fig. 6.2(a)의 모델로부터 얻은 분산선도를 Fig. 6.3(a)에 나타내었다. 음향 투과손실계산을 위해 상부와 하부 평판의 양단에 단순지지 경계조건을 적용한 경우 분산선도는 Fig. 6.3(b)에 나타내었다. 파동 전파특성에 살펴 보기위해 Fig. 6.3(a)에 '×'와 '○'로 표시된 파동의 단면형태를 Fig. 6.4에 나타내었다. 두 파동은 모두 상부와 하부 평판의 폭 방향 1차 모드와 비슷한 변형형태를 갖는 파동인 것을 알 수 있다. Fig. 6.4(a)는 상부 평판과 하부 평판이 서로 반대로 움직이는 모드이고 Fig. 6.4(b)는 서로 같은 방향으로 움직이는 모드이다. Fig. 6.3(a)에 '*'로 표시된 파동의 단면은 Fig. 6.5(a)에 나타내었다. 상부 및 하부 평판이 폭방향 2차 모드를 갖고, 동시에 비틈 파동인 것을 알 수 있다. 이 파동은 좌우가 대칭이지 않은 짝수차 모드에서 나타난다. 아래판의 양단에 단순지지 경계조건을 주는 경우 Fig. 6.3(b)에 '*'로 표시된 파동의 단면을 Fig. 6.5(b)에 나타내었다. 더 이상 비틈파는 발생하지 않는 것을 알 수 있다.

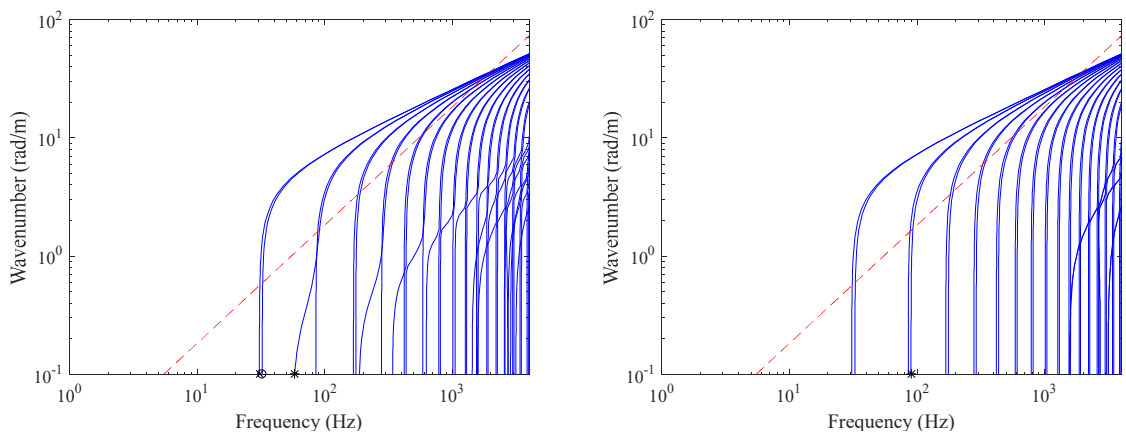
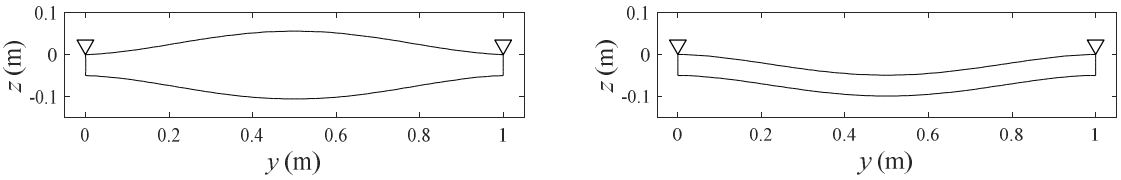
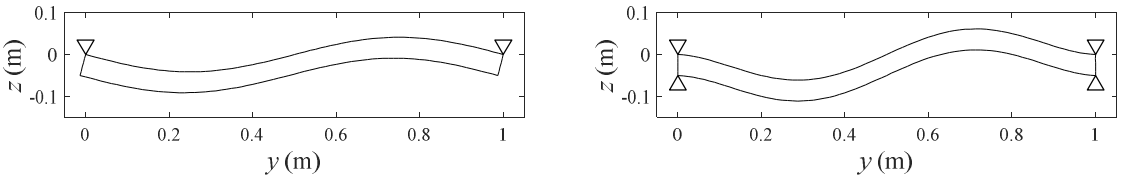


Fig. 6.3. The dispersion diagram of the unstiffened double plate for the simply supported boundary condition at (a) both ends of the top plate and (b) both ends of the top and bottom plates.



(a) (b)

Fig. 6.4. The cross-section of the double plate marked with (a) '×' and (b) '○' in Fig. 6.3(a).



(a) (b)

Fig. 6.5. The cross-section of the double plate marked with '*' in (a) Fig. 6.3(a) and (b) Fig. 6.3(b).

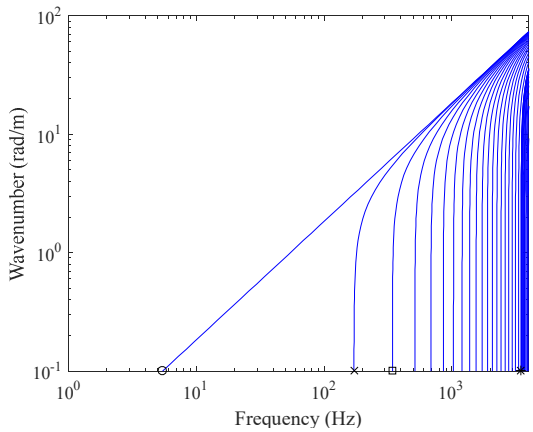


Fig. 6.6. The dispersion diagram of the air cavity between upper and lower plate.

내부 공기의 분산선도는 Fig. 6.6에 나타냈다. 분산 선도를 통해 비분산 파동과 분산 파동을 관찰할 수 있다. 비분산 파동을 살펴보기 위해 '○'로 표시된 내부 공기층 파동의 음압 분포를 Fig. 6.7(a)에 나타내었다. 이 파동은 *y-z* 평면의 평면파에 해당하는 것을 알 수 있다. 무수히 많은 분산 파동의 특성을 살펴보기 위해 '×'와 '□'로 표시된 내부 공기층 파동의 음압 분포를 Fig. 6.7(b)와 Fig. 6.7(c)에 나타내었다. 이 파동은 각각 *y* 방향으로 1차 모드, 2차 모드를 갖는 파동이다. 이 파동들의 cut-on 주파수는 아래 식을 통해 계산된다.

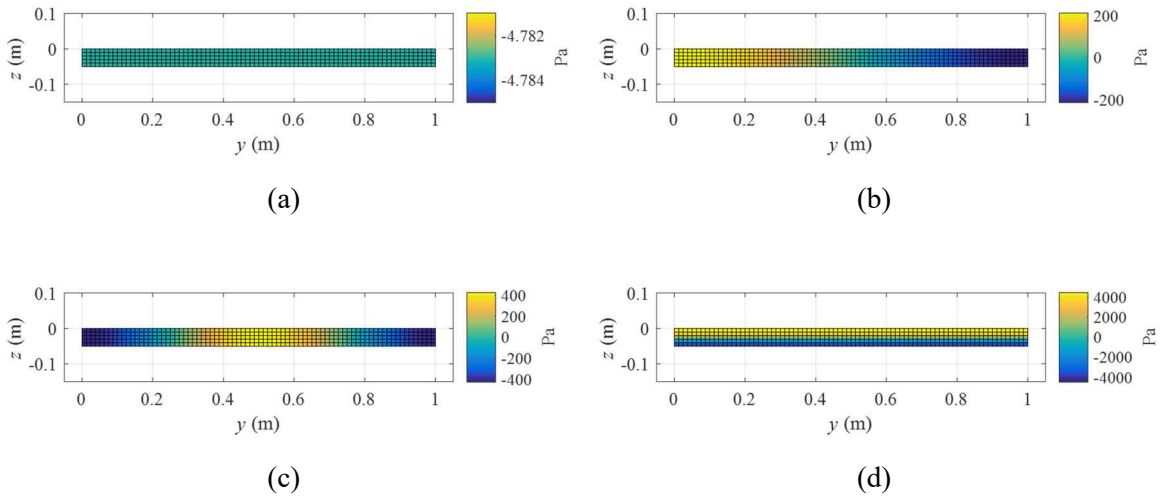
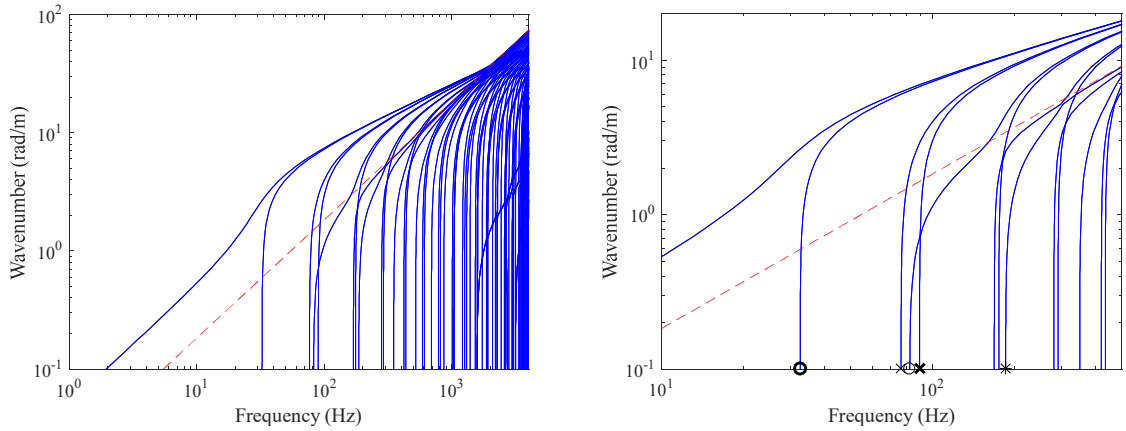


Fig. 6.7. The pressure distribution of the air cavity between the top and bottom plate marked with (a) ‘○’, (b) ‘×’ (c) ‘□’ and (d) ‘*’ in Fig. 6.6.

$$f_{n,k,\mathrm{cav}} = \frac{c_0}{2\pi}\sqrt{\left(\frac{n\pi}{l_y}\right)^2 + \left(\frac{k\pi}{d}\right)^2}, \tag{6.1}$$

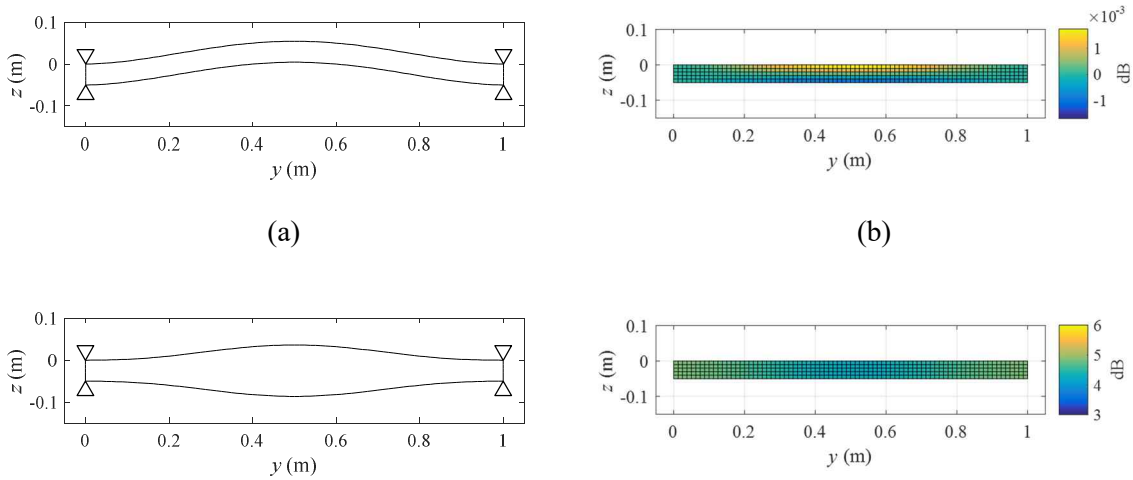
위 식으로 계산된 cut-on 주파수는 172 Hz 와 343 Hz 이며 Fig. 6.6를 통해서도 확인할 수 있다. 위 식을 통해 z 방향으로 1차모드를 갖는 파동의 cut-on 주파수는 3430 Hz 인 것을 알 수 있다. 이 파동은 Fig. 6.6에 ‘*’로 표시된 파동으로써 음압 분포를 Fig. 6.7(d)에 나타내었다.

내부 유체와 연성된 이중 평판의 분산선도를 Fig. 6.8(a)에 나타내었다. 비틈파가 발생하는 경우 분산선도가 더 복잡해지므로 이를 피하기 위해 상부와 하부 평판 모두에 단순지지 경계조건을 적용한 이중 평판 모델에 내부 유체를 연성시켰다. 내부 유체의 연성으로 인해 Fig. 6.3(b)에 나타낸 분산선도보다 훨씬 복잡한 것을 확인할 수 있다. 파동 전파특성을 더 자세히 살펴 보기위해 분산선도를 확대하여 Fig. 6.8(b)에 나타내었다. Fig. 6.8(b)에 ‘**o**’와 ‘○’로 표시된 파동의 이중 평판의 단면과 내부 유체의 음압 분포를 Fig. 6.9에 나타냈다. 이 두 파동은 상부와 하부 평판이 폭방향 1차모드를 갖는 파동이다. Fig. 6.9(a)에 나타낸 파동은 상부와 하부 평판이 동일한 위상을 가지고 변형하는 파동으로써 Fig. 6.9(b)에 나타낸 음압 분포를 보면 내부 유체와 연성효과는 크지 않다는 것을 알 수 있다. Fig. 6.9(c)에 나타낸 파동은 상부와 하부 평판이 반대 위상을 가지고 변형하는 파동으로써 내부 유체의 평면파 파동과 강한 연성을 보이는 것을 Fig. 6.9(d)를 통해 알



(a) (b)

Fig. 6.8. (a) The dispersion diagram of the unstiffened double plate coupled with the air cavity and (b) magnified one between 10 and 500 Hz.



(a) (b)

(c) (d)

Fig. 6.9. (a) The cross-section of the double plate and (b) the pressure distribution marked with '**o**', and (c) The cross-section of the double plate and (d) the pressure distribution marked with '○' in Fig. 6.8(b) .

수 있다. 이로 인해 파동의 cut-on 주파수가 증가한 것을 알 수 있으며 이 주파수는 'mass-air-mass 공진 주파수'에 해당한다. Mass-air-mass 공진 주파수는 6.1.3절에서 더 자세히 다루도록 한다. '×'와 '×'로 표시된 파동의 이중 평판의 단면과 내부 유체의 음압 분포를 Fig. 6.10에 나타냈다. 이 두 파동은 상부와 하부 평판이 2차 모드를 가지는 파동이다. Fig. 6.10(a)와 Fig. 6.10(b)를 통해 상부와 하부 평판이 서로 반대위상을 가지고 움직이는 파동의 내부 유체는 폭방향 1차모드를 갖는 것을 살펴볼 수 있다. 하지만 서로

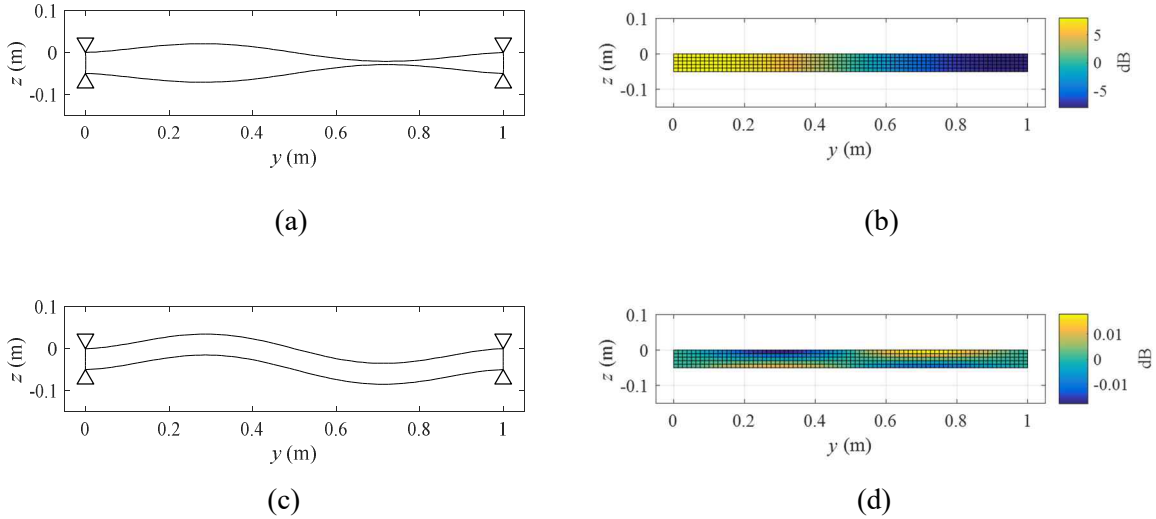


Fig. 6.10. (a) The cross-section of the double plate and (b) the pressure distribution marked with '×', and (c) The cross-section of the double plate and (d) the pressure distribution marked with '×'.

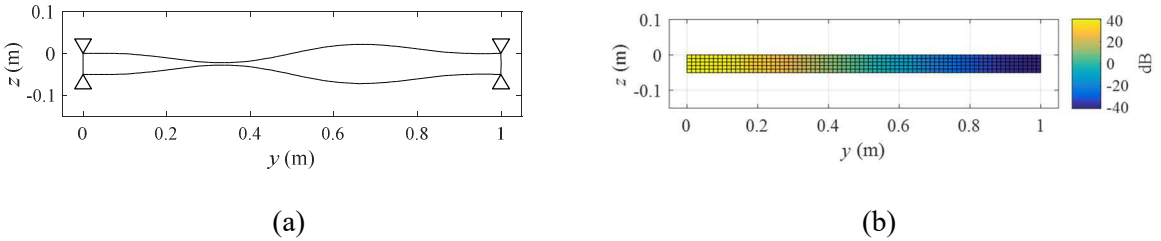


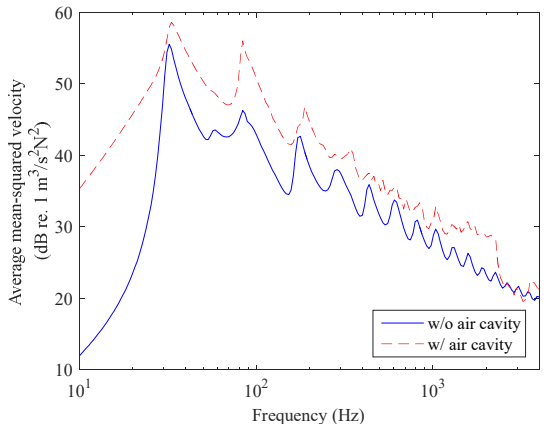
Fig. 6.11. (a) The cross-section of the double plate and (b) the pressure distribution marked with '*'.

동일한 위상을 갖는 경우는 내부 유체의 효과는 크지 않은 것을 Fig. 6.10(c)와 Fig. 6.10(d)를 통해 확인할 수 있다. Fig. 6.8(b)에서 이후 cut-on 되는 두개의 파동은 폭방향 3 차모드를 갖는 파동이며 약 186 Hz 에서 cut-on 되는 파동을 추가적으로 살펴볼 수 있다. 이 파동에 대해 살펴보기 위해 '*'로 표시된 파동의 단면 변형과 내부 유체의 음압 분포를 Fig. 6.11 에 나타냈다. 이 파동은 Fig. 6.7(b)에 나타낸 내부 공기층 파동이 구조물과 연성되어 생긴 파동인 것을 확인할 수 있다.

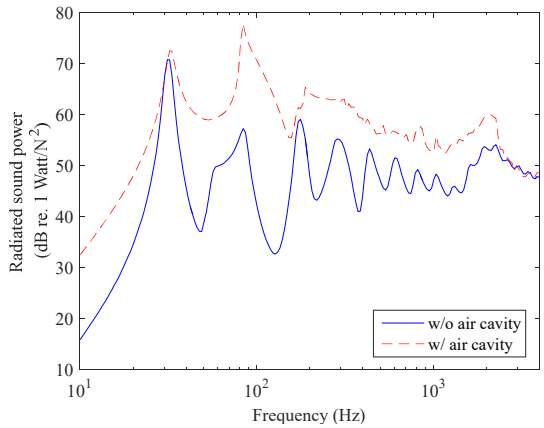
6.1.2 방사 효율

본 절에서는 이중 평판의 방사효율에 대해 살펴보려 한다. 단순 띠 평판이나 보강재가 있는 보강판의 경우에는 점하중을 주었을 때 힘이 가해진 평판의 응답 계산했지만 이중 띠 평판의 경우에는 힘이 가해진 평판이 아닌 맞은 편 평판의 응답을

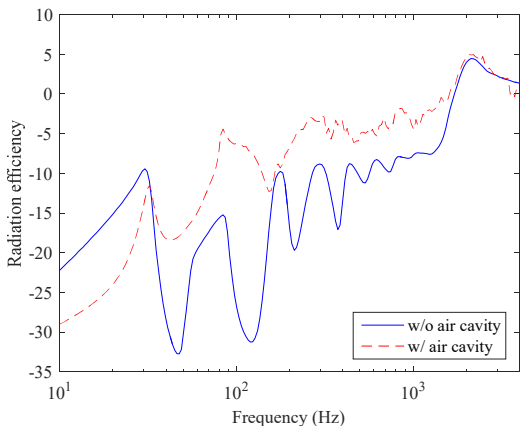
해석하였다. 즉 바닥판에 점하중을 주었을 때 상판의 평균속도, 음향 파워, 방사효율을 계산한다. Fig. 6.2(a)의 단면을 가진 이중 보강 띠 평판에 대한 평균속도, 음향 파워, 방사효율을 Fig. 6.12에 나타내었다. 첫번째 cut-on 주파수 이전 영역에서는 내부 공기에 의해 평균 속도 및 음향 파워가 증가하지만 방사 효율은 감소하는 경향을 보인다. 이에 대해 자세히 살펴보기 위해 10 Hz 에서 파수에 따른 평균 속도와 음향 파워를 Fig. 6.13(a)에 나타내었다. 이를 통해 평균 속도와 음향 파워가 내부 공기에 의해 증가하지만 평균 속도의 증가 폭이 음향 파워의 경우 보다 더 크기 때문에 방사효율은 감소하는 것을 알 수 있다. 내부 공기를 고려한 경우 응답의 두번째 피크는 약 80 Hz 에서 나타나는 것을 확인 할 수 있다. 이 주파수는 'mass-air-mass 공진 주파수'에 해당하는 주파수로써 평균 속도의 증가보다 음향파워의 증가가 더 두드러지게 나타난다. 그 이후



(a)

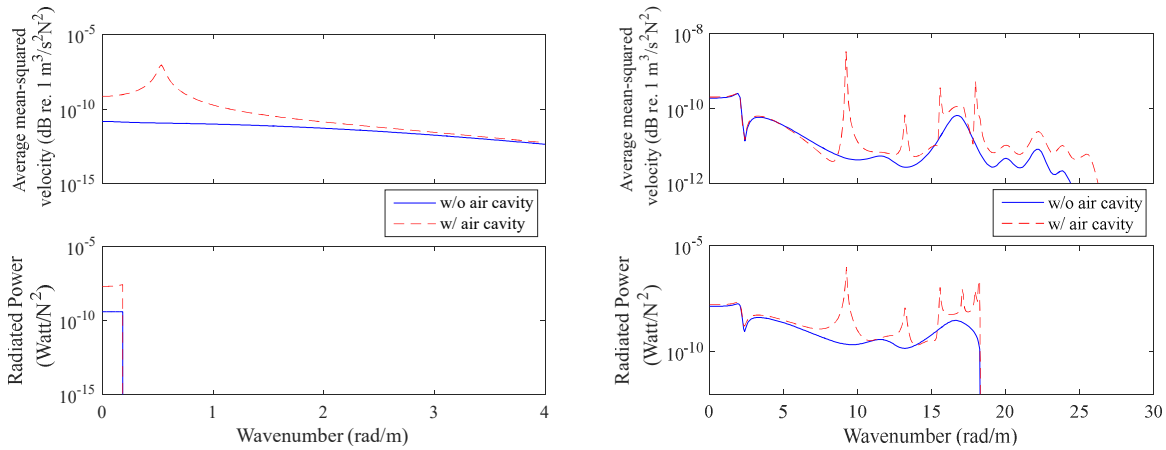


(b)



(c)

Fig. 6.12. The (a) average mean-squared velocity, (b) sound power and (c) radiation efficiency of unstiffened double plate without and with the air cavity.



(a) (b)

Fig. 6.13. The average mean-squared velocity and sound power of the unstiffened double plate without and with the air cavity against the wavenumber at (a) 10 Hz and (b) 1 kHz.

주파수영역부터 일치주파수영역까지는 내부 공기에 의해 평균진동이 약 5 dB 증가하고 음향 파워는 약 10 dB 증가하는 경향을 보인다. 이로 인해 방사 효율은 약 5 dB 정도 증가한다. 이 경향의 원인에 대해 자세히 살펴보기 위해 1 kHz 에서 파수에 따른 평균 속도와 음향 파워를 Fig. 6.13(b)에 나타내었다. 이를 통해 음향파수 근처에서 내부공기에 의한 음향파워의 증가가 평균속도의 증가 보다 더 크기 때문인 것을 알 수 있다.

6.1.3 음향 투과손실

이중 띠 평판의 음향 투과손실 결과에 앞서 우선 무한 이중 평판의 음향 투과손실에 대해 살펴보고 결과를 함께 비교해보았다. Fig. 6.14과 같이 무한 이중 평판에 입사파가 가해질 때 이중 평판의 댐핑과 강성을 무시하면 음향 투과계수는 다음식을 통해 계산된다. [33]

$$\tau = \left|\frac{p_t}{p_i}\right|^2 = \frac{1}{1+4a^2\cos^2\theta\left(\cos\beta - a\cos\theta\sin\beta\right)^2}, \tag{6.2}$$

여기에서 $a = \omega m/2\rho_0 c_0$ 이고 $\beta = kd\cos\theta$ 이다. 식(6.2)에서 $\tau = 1$을 만족하는 조건은

$$\cos\beta - a\cos\theta\sin\beta = 0, \tag{6.3}$$

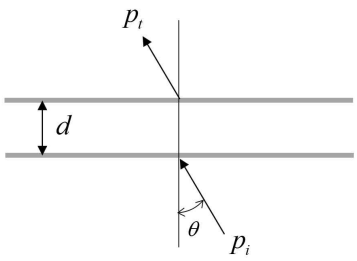


Fig. 6.14. The cross-section of the infinite double plate excited by incident wave.

$$\cot\beta = a\cos\theta, \tag{6.4}$$

이며 β 가 작을 때 ($kd \ll 1$, $\cot\beta \approx 1/\beta$) 식(6.4)는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$f_{res} = \frac{c}{2\pi\cos\theta}\sqrt{\frac{2\rho_0}{md}}, \tag{6.5}$$

이 주파수는 θ 의 입사각을 가지는 입사에너지의 전달이 잘되게 하는 공진 주파수에 해당한다. 수직 입사의 경우 식(6.5)는

$$f_{MAM} = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\frac{2\rho_0}{md}}, \tag{6.6}$$

로 나타낼 수 있으며 이 주파수를 'Mass-air-mass 공진 주파수'라 일컫는다. [33] 이 주파수에서는 상부와 하부 평판 사이에 존재하는 내부 공기가 스프링 역할을 한다. 한편 폭이 유한한 이중 띠 평판의 경우 'Mass-air-mass 공진 주파수'는 평판의 강성을 고려하면

$$f_{MAM,wg} = \sqrt{f_{MAM}^2 + f_y^2}, \tag{6.7}$$

로 나타낼 수 있다. 여기에서 f_y 내부 공기를 둘러 싸고 있는 구조물의 첫번째 cut-on 주파수에 해당한다.

이중 띠 평판의 음향 투과손실 해석은 상부와 하부 평판의 양단에 단순지지 경계조건을 적용한 이중 띠 평판에 대해 수행되었다. 수직 입사의 경우 이중 띠 평판의 음향 투과손실과 식(6.2)로부터 계산된 무한 이중 평판의 음향 투과손실 결과를 Fig. 6.15에 나타냈다. 내부 공기를 둘러싸고 있는 이중 띠 평판의 첫번째 cut-on 주파수는 f_y =31 Hz 이며 식(6.6)과 식(6.7)로부터 계산된 무한 이중 평판과 이중 띠 평판의 'Mass-air-

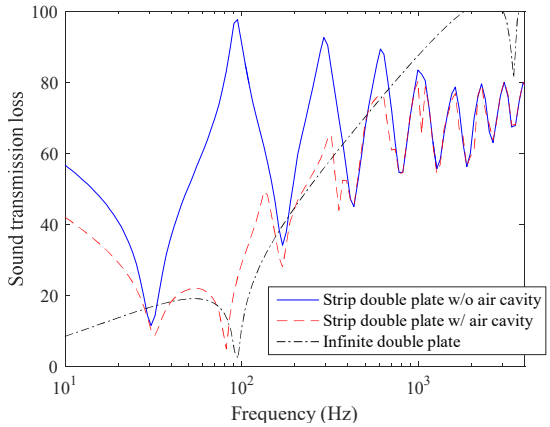


Fig. 6.15. The STL through the strip double plate without and with the air cavity and infinite double plate by normal incident wave.

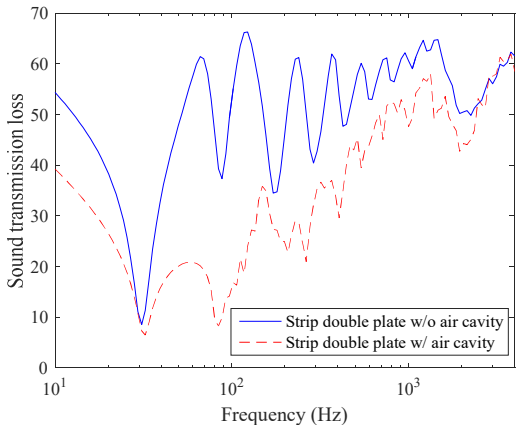


Fig. 6.16. The STL through the strip double plate without and with the air cavity for the diffuse sound field.

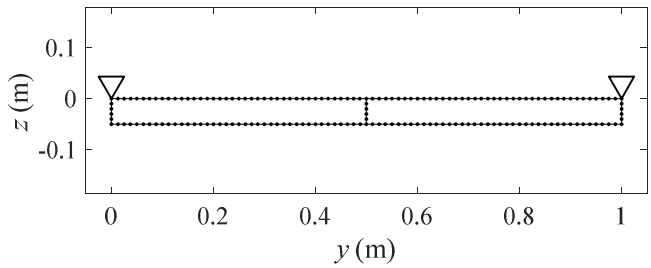
mass 공진 주파수'는 각각 f_{MAM} =94 Hz, $f_{MAM,wg}$ =99 Hz 이다. 하지만 Fig. 6.15에 나타낸 이중 띠 평판의 'Mass-air-mass 공진 주파수'는 $f_{MAM,wg}$ =82 Hz 로써 차이를 보인다. 이 이유에 대해서는 정확하게 규명하지 못하였다. 이중 띠 평판의 경우 내부 공기에 의해 'Mass-air-mass 공진 주파수' 근처에서 음향 투과손실이 급격히 감소하는 것을 알 수 있다. 확산 음장에서 이중 띠 평판의 음향 투과손실은 Fig. 6.16에 나타내었다. 확산 음장에서도 'Mass-air-mass 공진 주파수'에서 내부공기 효과가 가장 크게 나타났으며 첫번째 cut-on 주파수부터 일치주파수 사이에서 내부공기 효과는 크게 나타났다. 그 이유는 Fig.

6.13(b)에 나타난 것처럼 음향 파수 근처에서 내부공기의 연성효과가 크게 나타나기 때문이다.

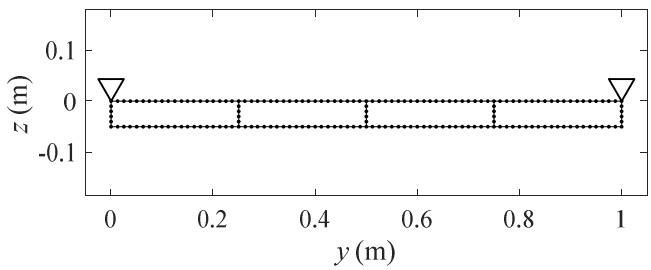
6.2 보강 이중 띠 평판의 진동 및 소음해석

본 절에서는 이중 띠 평판의 내부에 보강재를 추가하여 보강재가 추가된 이중 띠 평판의 진동 및 소음 특성과 상부와 하부 평판 사이의 공기가 이중 평판의 진동 및 소음 특성에 미치는 영향에 대해 살펴본다.

보강 이중 띠 평판은 Fig. 6.17(a)와 같이 이중 평판의 가운데에 보강재를 추가한 모델과 Fig. 6.17(b)와 같이 등간격으로 보강재를 2개더 추가한 모델을 고려하였다. 보강재가 없는 이중 띠 평판의 경우와 마찬가지로 방사 효율의 경우 상부 평판의 양단에만 단순지지 경계조건을 적용하고 경계요소는 상부 평판위에만 모델링하여 구조물과 연성시켰다. 하부 평판을 점하중으로 가진 하였을 때 상부 평판의 평균속도에



(a)



(b)

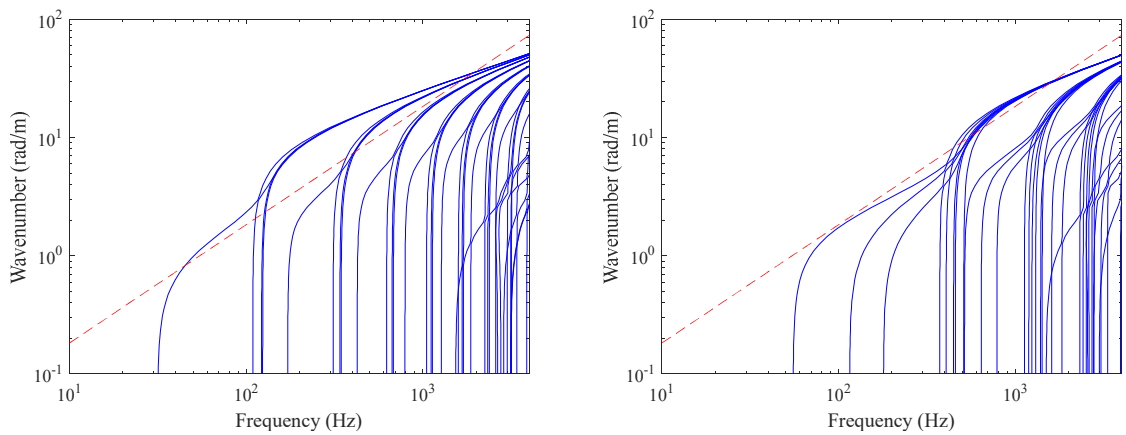
Fig. 6.17. The cross-section of the stiffened strip double plate with (a) a single stiffener and (b) the three stiffeners.

대한 방사파워의 비를 계산하였다. 한편 음향 투과손실은 상부와 하부 평판의 양단에 단순지지 경계조건을 적용하고 상부와 하부 평판 위에 경계요소를 모델링하여 구조물과 연성시켰다. 내부 공기는 Fig. 6.2(b)와 마찬가지로 도파관 유한요소로 모델링 하였으며 각 요소는 linear 형상 함수를 가지는 4노드 quadrilateral 요소를 가진다. Fig. 6.17(a)에 나타낸 구조물의 경우 2개의 내부 공기 모델, Fig. 6.17(b)에 나타낸 구조물의 경우 4개의 내부 공기 모델을 사용하였다.

이중 평판의 상판, 하판이 각각 80개의 요소, 상판과 하판을 연결한 양 옆 판과 보강재는 각각 5개의 요소로 이루어져 있으며, 상부 및 하부 평판의 물성치는 단순 평판의 물성치와 동일하다. 하나의 보강재를 갖는 이중 평판과 세 개를 갖는 이중 평판의 자유도 개수는 각각 690 개와 722개이다. 경계 요소는 두 모델 모두 80개의 요소와 162개의 자유도를 갖는다. 내부 유체를 고려하는 경우 내부 유체의 자유도는 각각 492개와 504개이다. (음향 투과손실 계산에서는 구조물의 자유도 수는 6개가 감소하며 경계 요소의 자유도 수는 2배증가 한다.)

6.2.1 분산선도

보강 이중 띠 평판의 파동 전파 특성에 대해 살펴보기 위해 하나의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 분산선도를 Fig. 6.18(a)에, 세 개의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 분산선도를 Fig. 6.18(b)에 나타내었다. 비틈파의 영향은 배제하기 위해 상부와 하부

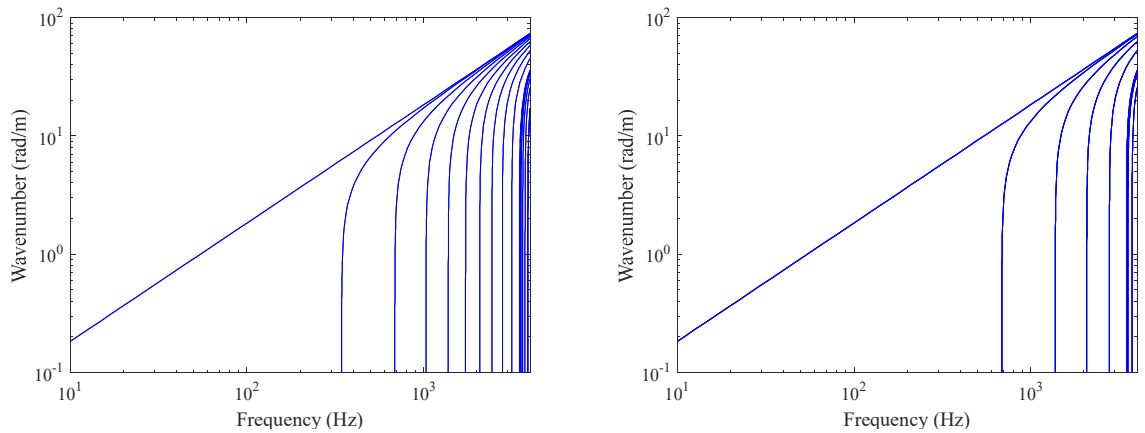


(a) (b)

Fig. 6.18. The dispersion diagram of the stiffened double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners without the air cavity.

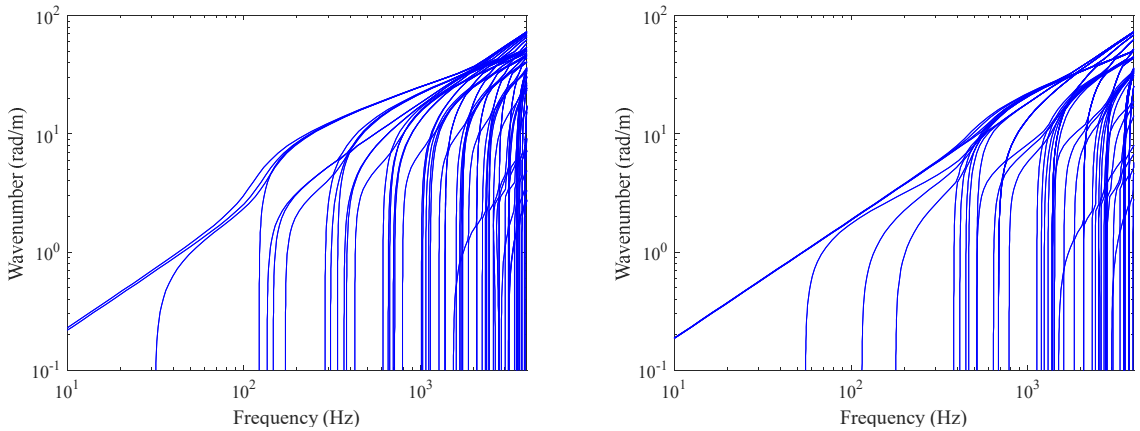
평판의 양단에 단순지지 경계조건을 적용하였다. 하나의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 파동은 약 30 Hz 에서 첫번째 파동이 cut-on 된다. 이 파동은 평판 전체가 폭방향 1차 모드를 갖는 파동이다. 약 100 Hz 근처에서 3개의 파동이 추가적으로 발생하는데 이 파동들은 보강재에 의해서 나누어지는 상부와 하부 평판의 베이의 1차 모드 파동이다. 평판 전체가 폭방향 1차 모드를 갖는 파동은 약 5 rad/m 부터 보강재의 영향이 커지게 되면서 베이의 파동으로 변하게 된다. 따라서 약 5 rad/m 이상 부터는 4개의 베이 파동이 그룹화되어 전파되는 것을 확인할 수 있다. 주파수가 증가하면서 고차 모드의 파동들도 유사한 경향을 보이며 전파된다. 세 개의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 파동은 약 55 Hz 에서 평판 전체가 폭방향 1차 모드를 갖는 파동이 발생하며 약 200 Hz 까지 3차모드를 갖는 파동까지 발생하는 것을 확인할 수 있다. 약 400 Hz 부터는 보강재에 의해서 나누어지는 상부와 하부 평판의 베이의 1차 모드 파동이 5개 추가적으로 발생한다. 파수가 증가하면서 약 10 rad/m 이상의 고파수에서는 전체 변형을 갖는 파동이 베이의 파동으로 변하게 되어 8개의 파동이 그룹화되어 전파된다. 주파수가 증가하면서 고차 모드의 파동들도 유사한 경향을 보이며 전파된다.

내부 공기층의 분산선도는 Fig. 6.19에 나타내었다. 내부 공기층의 분산 특성은 Fig. 6.6의 특성과 유사하다. 하나의 보강재를 갖는 이중 띠 평판 내부공기층은 보강재에 의해 2개의 공기층으로 나누어 졌으므로 폭이 절반으로 줄어들어 폭방향 1차모드를 갖는 파동은 343 Hz 에서 나타난다. 세 개의 보강재를 갖는 이중 띠 평판 내부공기층은 보강재에 의해 4개의 공기층으로 나누어져 786 Hz 에서 폭방향 1차모드를 갖는 파동이



(a) (b)

Fig. 6.19. The dispersion diagram of the air cavity between the top and bottom plates in the stiffened double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners.



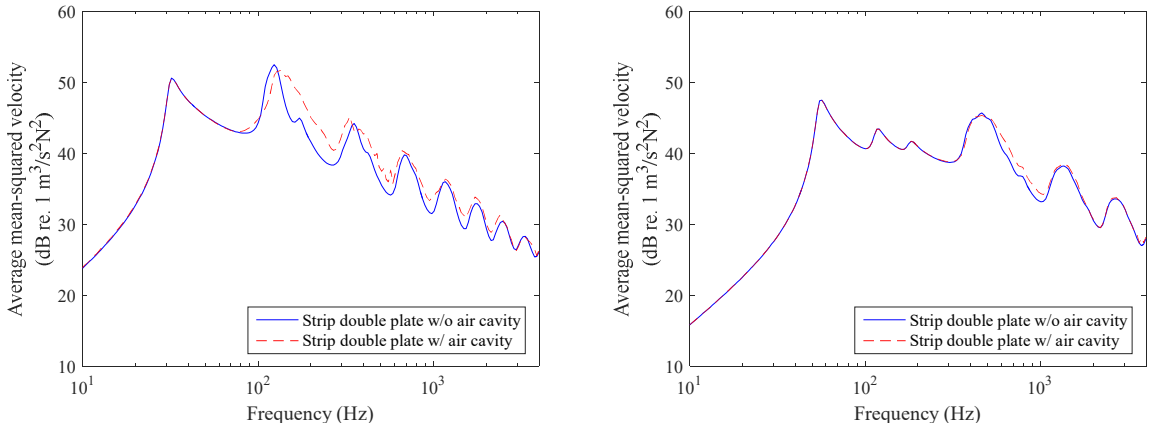
(a) (b)

Fig. 6.20. The dispersion diagram of the stiffened double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners coupled with the air cavity.

나타난다. 각각 2개와 4개의 공기층이 존재하기 때문에 2개와 4개의 파동이 겹쳐진 채로 전파된다. 내부 공기층을 이중 띠 평판과 연성시킨 분산선도를 Fig. 6.21에 나타내었다. 보강재에 의해 이중 띠 평판이 견고해지기 때문에 보강재가 없는 이중 띠 평판의 결과에 비해 연성효과가 크지는 않지만 내부 공기층의 평면파 파동과 이중 띠 평판의 분산선도가 교차하는 영역에서 연성효과가 크게 발생하는 것을 확인할 수 있다.

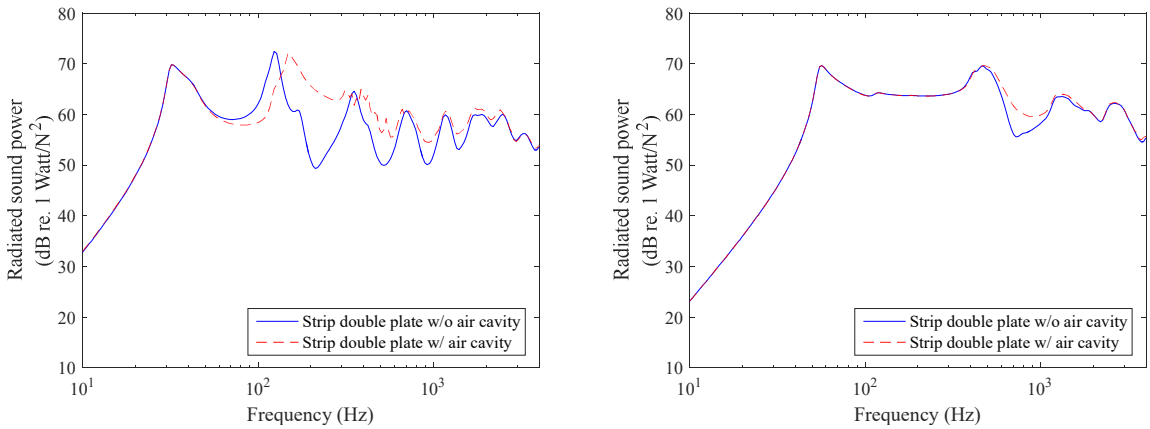
6.2.2 방사 효율

본 절에서는 보강 이중 평판의 방사효율에 대해 살펴보려 한다. 하나의 보강재와 세 개의 보강재를 가지는 이중 띠 평판의 평균진동을 Fig. 6.21에 나타내었다. 하나의 보강재를 가진 이중 띠 평판의 평균 속도는 Fig. 6.21(a)에 나타내었다. 약 30 Hz 에서 나타나는 첫번째 피크는 이중 평판의 전체적 변형을 갖는 파동에 의해 생긴다. 반면에 100 Hz 이상의 주파수 영역에서 생기는 피크들은 보강재에 의해 나누어진 상판에 존재하는 2개의 베이 파동들에 의해 발생한다. 내부 유체를 연성시키는 경우 베이의 1차 모드에 영향을 크게 받는 주파수 영역에서 내부유체에 의해 평균속도가 증가한다. 이는 내부 유체의 평면파가 베이의 1차 모드의 파동에 크게 상호작용을 하기 때문이다. 세 개의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 평균 속도는 Fig. 6.21(b)에 나타내었다. 약 50 Hz 부터 발생하는 피크는 평판의 전체적인 변형을 갖는 파동에 의해 생긴다. 반면에 약 400 Hz 부터는 큰 피크가 나타나는데 이는 보강재에 의해 나누어진 상판에 존재하는 4개의



(a) (b)

Fig. 6.21. The average mean-squared velocity of the stiffened double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners without and with the air cavity.

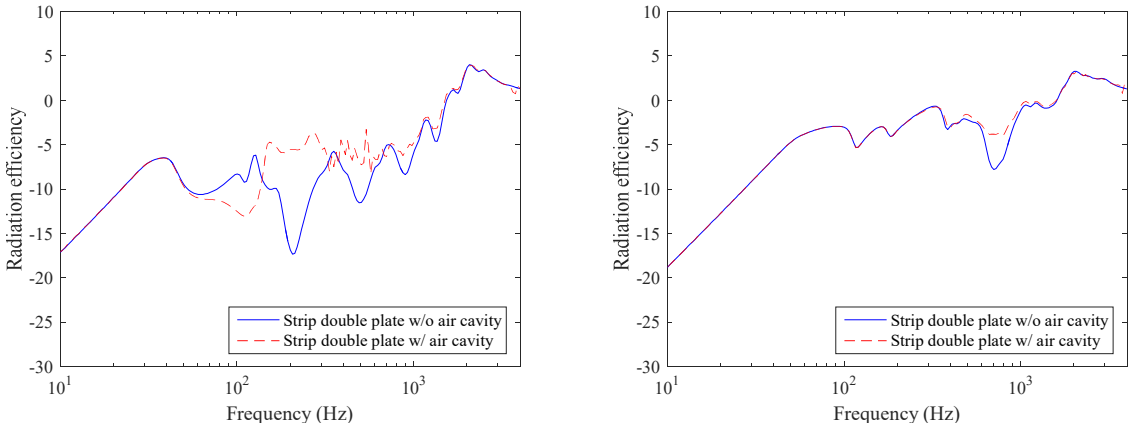


(a) (b)

Fig. 6.22. The radiated sound power of the stiffened double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners without and with the air cavity.

베이 파동이 평균 속도에 큰 영향을 미친다. 약 400 Hz 부터 1 kHz 까지 나타나는 큰 피크는 베이의 1차모드를 갖는 파동이고 내부 유체의 평면파가 베이의 1차 모드의 파동에 크게 상호작용을 하기만 그 효과는 보강재가 증가 함에 따라 감소하는 것을 알 수 있다.

보강 이중 띠 평판의 음향파워를 Fig. 6.22에 나타내었다. 하나의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 파워는 Fig. 6.22(a)에 나타내었다. 내부 유체를 고려하지 않은 경우 베이



(a) (b)

Fig. 6.23. The radiation efficiency of the stiffened double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners without and with the air cavity.

의 1차모드를 갖는 베이의 파동이 음향 파수보다 더 큰 영역에 존재하게 되므로 그 영향에 의해 베이의 1차모드와 2차모드 피크 사이에 골이 심하게 발생한다. 하지만 내부 공기와 상호작용으로 인해 음향 파수보다 더 낮은 파수영역에 응답이 존재하게 되어 음향파워가 증가하는 것을 알 수 있다. 세 개의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 파워는 Fig. 6.22(b)에 나타내었다. 세 개의 보강재를 갖는 경우도 베이의 1차모드를 갖는 베이의 파동이 음향 파수보다 더 큰 영역에 존재하게 되므로 그 영향에 의해 1차 모드와 2차모드 피크 사이에 골이 심하게 발생한다. 내부 공기를 고려하는 경우 내부 공기의 평면파와 1차모드를 갖는 베이 파동의 상호작용에 의해 파워가 증가하지만 증가 폭이 크지는 않다.

Fig. 6.23은 보강 이중 띠 평판의 방사효율을 나타낸 그림이다. 하나의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 경우 베이의 1차모드와 2차모드 피크 사이에서 방사효율이 크게 증가하였다. 하나의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 경우 베이의 1차모드와 2차모드 피크 사이에서 방사효율이 증가하였지만 증가폭이 그다지 크지는 않았다. 보강 띠 평판의 경우 베이의 1차모드와 내부 공기 평면파의 상호작용으로 인해 평균 속도와 음향 파워가 증가하지만 음향파워의 증가폭이 더 크기 때문에 방사효율이 증가하는 경향을 보였으며 보강재가 추가될수록 그 효과는 줄어들었다.

6.2.3 단일 띠 평판과 이중 띠 평판의 방사 효율 비교

이중 띠 평판의 방사효율과 단일 띠 평판의 방사효율을 Fig. 6.24에 나타내었다. 이중 띠 평판의 방사효율은 내부공기를 고려한 결과를 사용하였다. 임계주파수 이전 영역에서 이중 띠 평판의 방사효율은 단일 띠 평판의 방사효율과 상당히 다른 양상을 보이는 것을 확인할 수 있다. Fig. 6.24으로부터 이중 보강 띠 평판의 방사효율은 단일 띠 평판보다 증가함을 알 수 있다. 특히 단순 띠 평판의 첫 번째 cut-on 주파수와 임계주파수 사이 구간에서 방사효율이 크게 증가하는 것으로 나타났다. 이는 보강 띠 평판에 상판을 추가함으로써 바닥판에 비해 상판의 진동이 크게 감소한데 반해 상판에서 방사되는 소음은 이 주파수 대역에 오히려 증가하였기 때문이다. 저주파수 영역에서는 이중 보강 띠 평판을 두께가 증가한 등가의 단순 띠 평판으로 근사 할 수 있을 것이다.

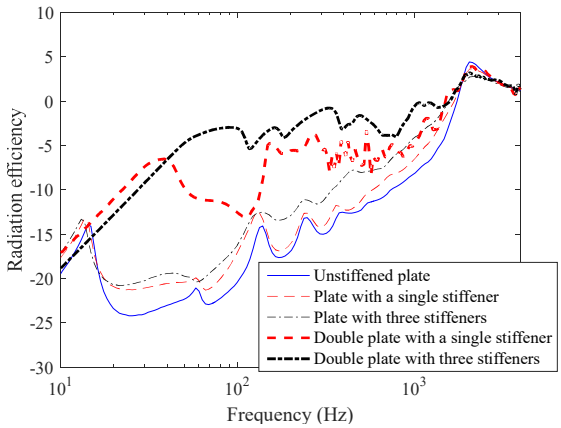


Fig. 6.24. The radiation efficiency of single strip plate and double plate with a single stiffener and three stiffeners.

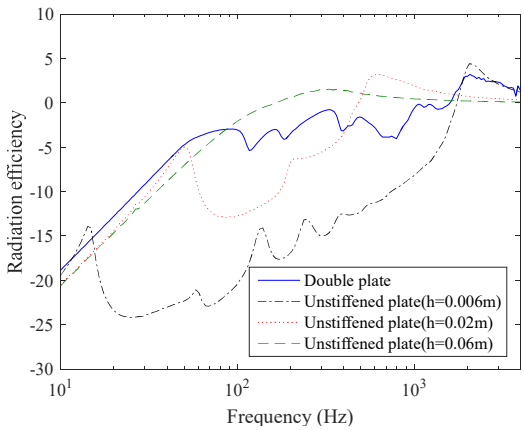


Fig. 6.25. The radiation efficiency of double and thick plates.

따라서 방사효율도 단순 띠 평판의 경향을 보일 것으로 예상할 수 있다. 단순 띠 평판의 두께가 방사효율에 미치는 효과를 살펴보기 위해 Fig. 6.25에 두께 변화에 따른 단순 띠 평판의 방사효율을 이중 보강 띠 평판의 방사효율과 함께 비교하였다. Fig. 6.25에 나타낸 것처럼 평판의 두께가 증가할수록 첫 번째 cut-on 주파수는 점점 높은 주파수로 이동하며 임계주파수는 점점 낮은 주파수에서 나타난다. 단순 띠 평판의 두께가 초기 평판 두께 보다 10배가 증가한 0.06 m 가 되면 첫 번째 cut-on 주파수와 임계주파수가 서로 중첩되어 완만하게 이어진 방사효율 곡선으로 나타남을 볼 수 있다.

두께를 증가한 등가의 띠 평판과 이중평판의 방사효율을 비교해보면, 저주파수 대역에서는 두께 0.06 m 띠 평판의 방사효율과 같은 기울기를 가지며 유사하게 나타나는 반면 고주파수 대역의 임계주파수는 상판 두께인 0.006 m 띠 평판에 의해 발생함을 알 수 있다. 즉, 이중 보강 띠 평판은 cut-on 이전의 저주파수 영역에서는 등가의 두꺼운 평판으로 생각될 수 있는 반면에 임계주파수 이상의 영역에서는 단순 띠 평판(상판)으로 등가 할 수 있다

6.2.4 음향 투과손실

수직 입사의 경우 이중 보강 띠 평판의 음향 투과손실 결과를 Fig. 6.26에 나타내었다. 하나의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 경우 내부 공기층을 고려하지 않았을 때 보강재에 의해 생기는 베이의 파동의 첫번째 cut-on 주파수는 f_y =121 Hz 이며 (Fig. 6.26(a)에서 두번째 딥) 식(6.6)과 식(6.7)로부터 계산된 무한 이중 평판과 이중 띠 평판의 'Mass-air-mass 공진 주파수'는 각각 f_{MAM} =94 Hz, $f_{MAM,wg}$ =153 Hz 이다. 하지만 해석 결과에서는 147 Hz 에서 딥이 발생한다. 내부 공기층의 효과가 발생하지만 고려하지 않은 경우와 비교했을 때 레벨의 차이는 거의 없다. f_y 와 $f_{MAM,wg}$ 가 유사해지면 구조물의 응답의 기여도가 커지기 때문이다. 세 개의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 경우 보강재에 의해 구조물이 더 견고해지기 때문에 내부 공기층 효과는 거의 나타나지 않는다.

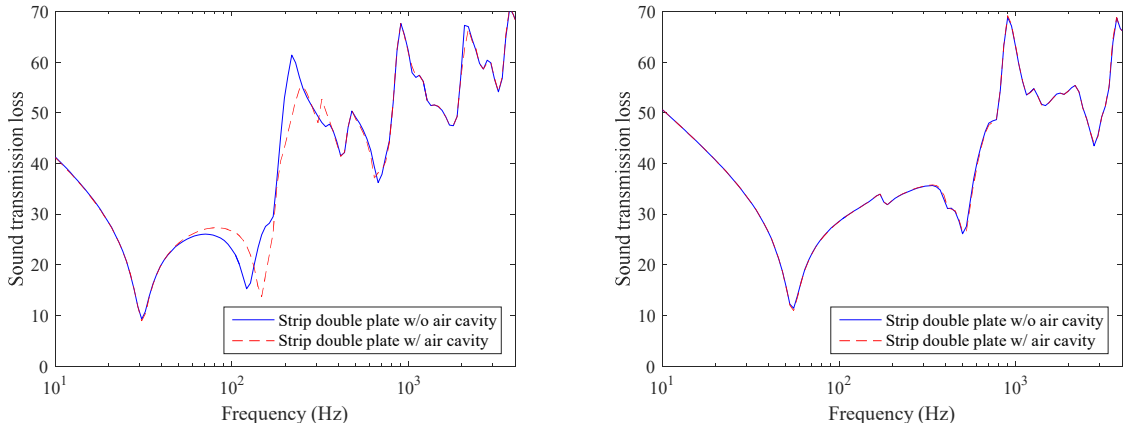
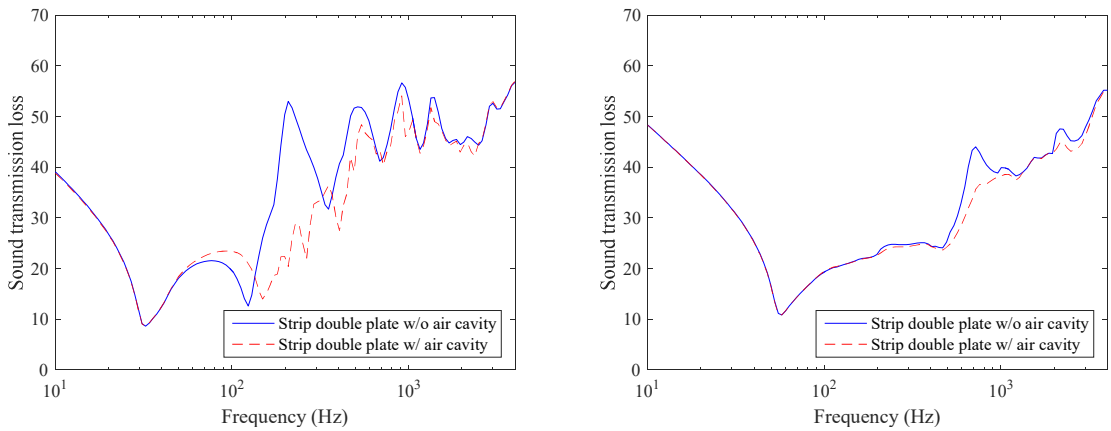


Fig. 6.26. The STL through the strip double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners without and with the air cavity by normal incident wave.



(a) (b)

Fig. 6.27. The STL through the strip double plate with (a) a single stiffener and (b) three stiffeners without and with the air cavity for the diffuse sound field.

Fig. 6.27은 확산 음장에서의 이중 보강 띠 평판의 음향 투과손실 결과를 나타낸 것이다. 내부 공기를 고려하지 않은 경우 하나의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 음향 투과손실은 약 120 Hz 와 350 Hz 사이에서 큰 피크가 발생한다. 이는 Fig. 6.18(a)를 보면 알 수 있듯이 음향파수 아래에 존재하는 파동이 거의 없기 때문이다. 하지만 내부 공기층을 연성시킨 경우 Fig. 6.20(a)를 보면 음향파수 아래에서 파동이 생기게 되어 투과 파워를 발생시킨다. 세 개의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 경우 내부 공기층의

평면파와 1차모드를 갖는 베이 파동의 상호작용에 의해 음향 투과 손실이 감소하지만 구조물이 더 견고해지기 때문에 효과가 다소 약해진다.

6.3 요약

본 장에서는 이중 띠 평판의 진동 및 소음 특성에 살펴보았다. 또한 이중 평판의 경우 상부와 하부 평판 사이에 공기층이 존재하게 되는데 이 공기층이 이중 평판의 진동 및 소음 특성에 영향을 준다. 따라서 내부 공기층이 이중 띠 평판의 구조 음향특성에 미치는 효과에 대해서 살펴보았다.

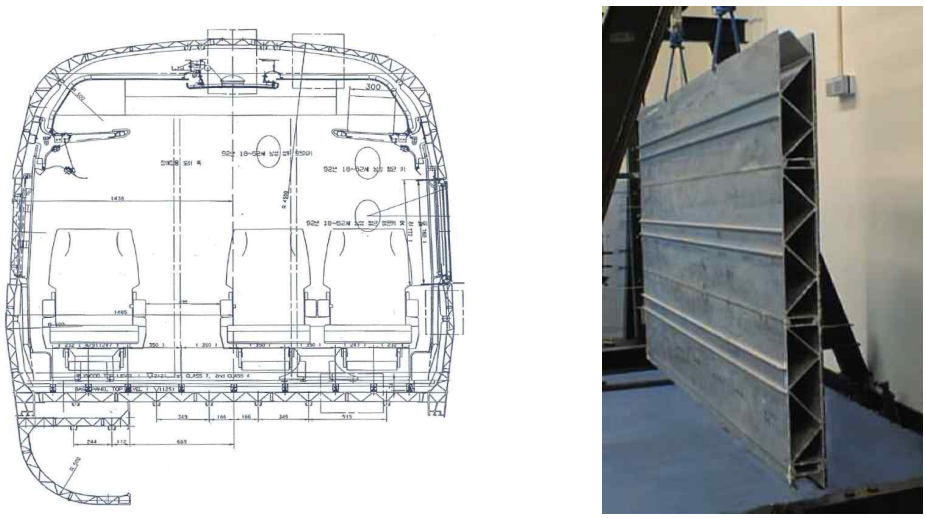
보강재가 없는 단순 이중 띠 평판의 방사효율은 평판의 첫번째 cut-on 주파수 이전 영역에서는 내부 공기에 의해 감소한다. 이는 평균 속도의 증가 폭이 음향 파워의 경우 보다 더 크기 때문이다. 반면에 첫번째 cut-on 주파수부터 일치 주파수 까지는 내부 공기에 의해 방사 효율이 증가한다. 이는 음향파수 근처에서 내부공기에 의한 음향파워의 증가가 평균속도의 증가 보다 더 크기 때문이다. 보강 이중 띠 평판의 경우 베이의 1차모드와 2차모드 피크 사이에서 방사효율이 증가하였다. 이는 베이의 1차모드와 내부 공기 평면파의 상호작용으로 인해 음향 파워가 증가가 크게 발생하기 때문이다. 하지만 보강재가 추가될수록 그 효과는 줄어들었다.

수직 입사의 경우 보강재가 없는 단순 이중 띠 평판의 음향 투과손실은 'Mass-air-mass 공진 주파수'에서 내부 공기에 의해 크게 감소하였다. 하지만 보강재가 추가됨으로 인해 구조물의 응답의 기여도가 커지기 때문에 이 경향은 더 이상 나타나지 않았다. 확산 음장에서는 보강재가 없는 단순 이중 띠 평판의 음향 투과손실은 'Mass-air-mass 공진 주파수'부터 임계주파수 까지 전체적으로 감소하였다. 이는 음향 파수 근처에서 내부공기의 연성효과가 크게 나타나서 투과파워가 증가하기 때문이다. 보강 이중 띠 평판의 경우 베이의 1차모드와 2차모드 딥 사이에서 투과 손실이 감소하게 된다. 이는 베이의 1차모드와 내부 공기 평면파의 상호작용으로 인해 투과 파워가 증가하기 때문이다. 하지만 세 개의 보강재를 갖는 이중 띠 평판의 경우 감소의 폭이 크지 않았다.

7. WFE/BE 방법을 이용한 복잡한 압출패널의 진동 및 소음 특성 해석 및 검증

6장에서는 보강된 이중패널의 진동 및 소음 특성에 대해 살펴보았다. 하지만 실제 대형 구조물은 철도 차량의 단면을 나타낸 Fig. 7.1(a)와 같이 단순한 이중패널 구조가 아닌 훨씬 더 복잡한 구조로 구성된 패널로 이루어져 있다. 따라서 이번장에서는 Fig. 7.1(b)와 같이 복잡한 구조로 이루어진 압출패널의 진동 및 소음 특성에 대해 살펴보려 한다.

Fig. 7.1(b)에 나타낸 평판 모델은 철도차량 바닥에 사용되는 압출 패널로써 영국 ISVR(Institute of Sound and Vibration Research)에서 소유하고 있으며 압출 방향으로 1.5 m 의 길이를 갖고 있다. 이 평판의 구조물 댐핑 및 가진점 모빌리티 실험은 Zhang 외 여러 연구자들[12]에 의해 수행 되었으며 가진점 모빌리티는 Xie에 의해서도 특정되었다. [34] Müller[22]는 방사 효율과 음향 투과손실을 실험하였다. 본 장에서는 무한 길이를 갖는 모델의 수치해석 결과와 유한 모델의 실험 결과를 비교하여 수치해석 방법을 검증하였다. 음향 투과손실의 경우 실험에서 압출패널을 두개의 음향 실험실 사이에 설치하였기 때문에 1.5 m 이외의 영역에 베플 경계조건을 적용할 수 있으므로 공간 윈도우 함수를 도입할 수 있다. 따라서 WFE/BE 결과에 공간 윈도우 함수를 적용하여 유한길이 효과를 반영하였다.



(a) (b)

Fig. 7.1. (a) An example of cross-section of a railway vehicle and (b) A specimen of an extruded floor panel for a railway vehicle.

7.1 WFE/BE 모델링

Fig. 7.1(b)은 ISVR(Institute of Sound and Vibration Research)에서 소유한 철도 차량의 바닥에 사용되고 있는 압출 패널 사진이다. 이 패널은 1.5 m 의 길이를 가지지만 WFE 해석에서는 무한길이 평판이라 가정하므로 단면만 모델링된다.

7.1.1 평판 구조물 모델링

패널은 알루미늄으로 만들어졌으며 상부 평판은 무거운 고무 매트로 덮여 있다. 패널의 폭은 1 m 이며 높이는 7 cm 이다. 패널 구조의 단면은 Fig. 7.2와 같이 모델링 되었으며 패널의 치수 및 특성은 Table 7.1에 제시되었다. 이 압출 패널은 cubic shape 함수를 갖는 2 노드의 평판 요소로 모델링 됐다. 상부 평판 모델은 평판에 부착된 고무 매트에 의해 질량과 댐핑이 증가되었다고 가정하였다. 고무 매트에 의한 강성효과는 고무의 영률이 알루미늄의 영률보다 훨씬 낮기 때문에 무시되었다. 원칙적으로 고무 매트를 추가 WFE 레이어를 도입하여 모델링할 수 있지만 평판 요소가 아닌 고체 요소를 사용해야 하므로 mesh 크기를 상당히 증가시키기 때문에 본 연구에서는 도입되지 않았다. 각 평판요소의 평균 길이는 약 12.5 mm이며 이 요소의 길이가 최대 5 kHz의 파동 모드를 나타낼 수 있는지 확인되었다. (5 kHz에서 각 베이의 최고차 모드 파동이 y 방향으로 굽힘 파장 당 약 5 개의 노드를 가진다.) 경계조건의 변화에 따른 평판의 진동 및 소음 특성을 살펴보기 위해 상부 및 하부 판의 양단에 자유단, 단순지지, 고정지지 경계조건을 적용해 응답의 변화를 살펴본다. 패널 모델은 총 268 개의 요소가 사용되었으며, 자유단 경계조건의 경우 1012 개, 단순지지 경계조건의 경우 1000 개, 고정지지 경계조건의 경우 996 개의 자유도를 가진다.

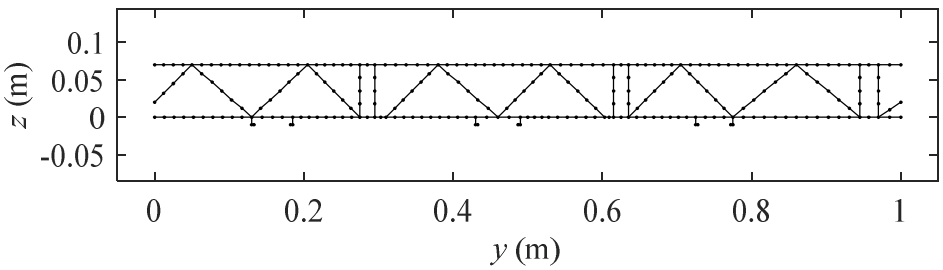


Fig. 7.2. Cross-sectional WFE model of the extruded panel. (Dots represent nodes in each model.)

Table 7.1. Properties and dimensions of the extruded panel.

Material	Model	Thickness (mm)	Density (kg/m^3)	Poisson's ratio	Young's modulus (GPa)
Aluminium	Top plate	2.8	2700	0.3	70
	Bottom plate	2.7			
	Vertical stiffeners	2.3			
	Oblique stiffeners	2.6			
Rubber	Rubber mat	4.0	1500	-	-

7.1.2 평판 구조물 댐핑

실제 압출패널 구조물의 감쇠손실계수는 주파수에 따라 변하는 값을 가지며 감쇠손실계수는 실험을 통해서 측정되어야 한다. 하지만 구조물의 감쇠손실계수의 변화가 구조물의 진동 및 소음에 미치는 영향을 살펴보기 위해 우선 초기 알루미늄 부분은 0.005, 고무가 부착된 합성판은 0.02인 주파수의 변화에도 값이 일정한 감쇠손실계수를 댐핑 값으로 설정하였다. 그 후 알루미늄과 합성판의 감쇠손실계수를 변화시켜 방사효율과 음향 투과손실의 변화에 대해 살펴보았다.

한편 앞서 언급한 것처럼 실제 압출패널의 감쇠손실계수는 실험을 통해서 측정되어야 한다. Zhang 외 여러 연구자들은[12] 패널의 상부 및 하부 평판의 감쇠손실계수를 실험을 통해 측정했다. 탄성 줄을 이용해 패널을 자유롭게 매달고 에너지 방법[35]을 사용하여 상부 및 하부 평판의 각 베이에 대한 감쇠손실계수를 구하였다. 각 베이의 감쇠 손실 계수는 식(6.8)에 의해 계산 되었다.[12]

$$\eta_i = \frac{\mathrm{Re}\{Y_p\}}{m\omega\left\langle |Y_t|^2 \right\rangle}. \tag{6.8}$$

여기에서 η_i 는 i 번째 베이에서 측정된 감쇠 손실 계수, Y_p 는 가진점 모빌리티, m 은 압출패널의 질량, Y_t 는 전달 모빌리티, $\langle \cdots \rangle$ 는 공간 평균을 의미한다. 전달 모빌리티는 각각의 베이마다 가속도계를 고정시키고 베이를 따라 가진 위치를 변화시키며 측정되었다. 총 50개의 지점을 무작위로 가진하여 전달 모빌리티를 공간 평균하였다. 측정된 가진점 모빌리티는 6.5.1절에 나타내었다.

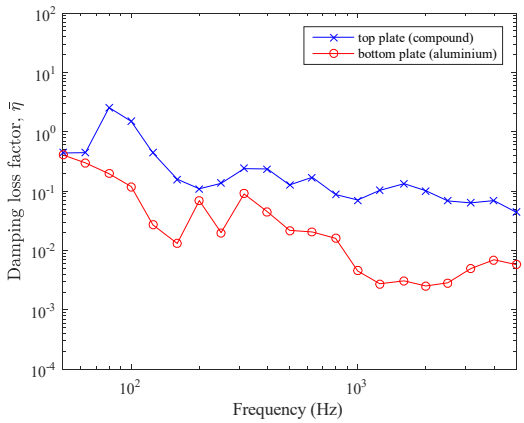


Fig. 7.3. The damping loss factors for the top compound plate and the bottom purely aluminium plate.

제시된 압출 모델에서 상부 및 하부 평판의 감쇠 손실 계수는 각 베이에서 측정된 감쇠 손실 계수를 역수 평균하였다.

$$\bar{\eta} = \frac{N}{\sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\eta_i}} . \tag{6.9}$$

여기에서 $\bar{\eta}$ 는 평균된 감쇠 손실 계수, N 은 각각의 상부 및 하부 평판에서 측정된 베이의 개수를 뜻한다. 이 평균화 방식(역수 평균)을 취한 이유는 낮은 값의 감쇠가 음향 방사와 투과 응답에 가장 큰 영향을 미치기 때문이다.

식(6.9)를 통해 평균화된 상부 및 하부 평판의 감쇠손실계수를 Fig. 7.3에 나타내었다. 상부 평판의 감쇠 손실 계수는 고무 매트의 영향으로 인해 하부판의 감쇠 손실 계수보다 더 크며 주파수가 증가할수록 두 감쇠 손실 계수는 전반적으로 감소하는 경향을 보인다. 압출 패널의 내부 보강재의 감쇠계수는 하부 평판의 감쇠 손실계수와 동일한 값이 사용되었다. 이 감쇠계수를 사용한 감쇠손실 계수는 6.3.3절과 6.4.4절에서 사용되며 이 수치해석 결과들은 6.5절의 실험결과와 비교된다.

7.1.3 경계 요소 모델링

본 연구의 수치해석에서는 자유단, 단순지지, 고정지지의 경계조건을 갖는 압출 패널의 상부와 하부판에서 발생하는 음향 파워를 비교하여 살펴보려 한다. 음향파워를

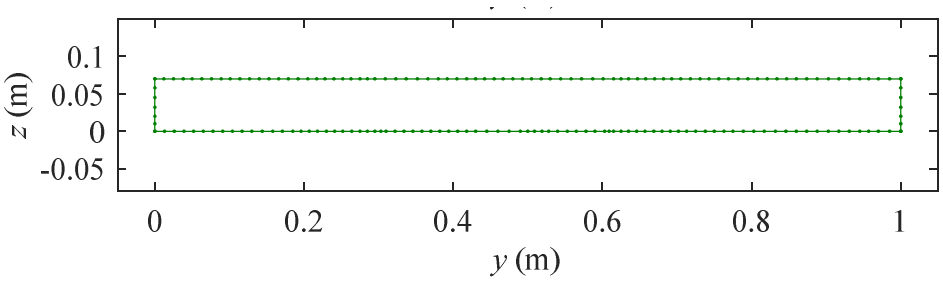


Fig. 7.4. WBE model for external air. (Dots represent nodes in each model.)

계산하기 위해서 경계요소를 두가지 형태로 모델링 할 수 있다. 첫번째로 본 연구에서 사용되는 WBE 방법에서는 direct BE 방법이 적용되어야 하기 때문에 경계가 닫혀 있어야 한다. 하지만 패널 양 끝단의 절단 부 때문에 양 끝단에서 WFE와 WBE 사이의 적절한 연결은 매우 어려울 수 있다. 이를 간단히 하기 위해 WBE는 Fig. 7.4와 같이 직사각형 모양으로 만들고 상부와 하부판의 WFE만 WBE와 연결했다. 패널의 높이 (약 7 cm)는 패널의 폭 (1 m)에 비해 상대적으로 작기 때문에, 대부분의 사운드는 상부 및 하부 패널에서 방사될 것으로 예상된다. 따라서 양옆 WBE의 속도는 0으로 지정됐다. Fig. 7.4의 WBE는 총 172개 요소로 구성 되어있고, 자유도는 352개 이다.

두번째 방법으로는 두 개의 분리된 WBE 도메인이 상부 및 하부 평판(Fig. 7.4에서 0 m 와 0.07 m)에 위치하게 하며 $y \leq 0$ m 와 $y \geq 1$ m 영역은 baffle 조건을 주는 것이다. 이렇게 하면 상부판에서 발생한 소음은 하부판에서 발생한 소음에 영향을 주지 않으며, 그 반대의 경우에도 동일하다. 이 경우 WBE는 총 160개의 요소가 사용되었고, 총 자유도 개수는 324개 이다.

수치해석에서 자유단 경계조건에 대해 닫힌 경계 영역을 쓰는 경우와 상부와 하부 평판에 baffle 조건을 적용한 경계를 쓰는 경우에 대해 음향파워의 차이에 대해 살펴보려 한다. 실험에서 압출 패널이 자유롭게 매달려 있는 경우, 압출 패널의 양단은 자유단 경계조건을 갖는다. 이러한 경우 패널의 음향 방사가 사방으로 발생한다. 이러한 경우는 닫힌 경계 영역을 적용하는 것이 더 적합하다. 따라서 방사효율의 검증에서는 닫힌 경계 영역을 사용하였다.

한편 압출 패널을 벽에 고정시킨 경우에는 양단은 단순지지 및 고정지지 경계조건을 갖는다. 이러한 경우에는 패널의 상부와 하부 평판에서 음향 방사가

발생한다. 이 경우에는 상부와 하부 평판에 baffle 조건을 적용한 경계를 쓰는 것이 적합하다. 따라서 음향 투과손실의 검증에서는 상부와 하부 평판에 baffle 조건을 적용한 경계 영역을 사용하였다.

7.1.4 내부 유체 모델링

압출패널 상부 및 하부 평판 사이에 존재하는 내부 공기는 WFE로 모델링 되었으며 Fig. 7.5에 나타냈다. 각 요소는 linear 형상 함수를 가지는 4노드 quadrilateral 요소를 가진다. 내부 유체 WFE는 519개의 요소와 721개의 자유도를 가진다.

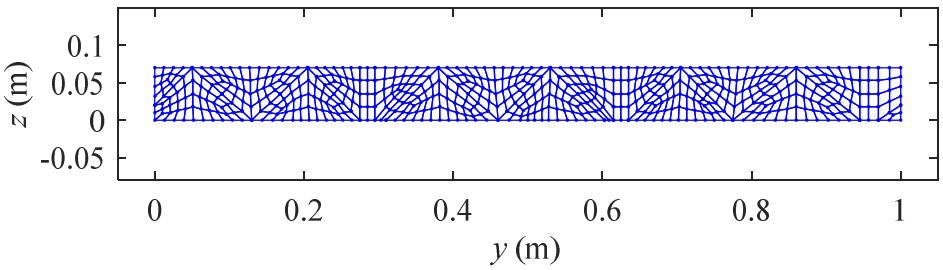


Fig. 7.5. WFE model for internal air. (Dots represent nodes in each model.)

7.2 WFE 방법을 이용한 분산선도 해석

자유단, 단순지지, 고정지지 경계조건을 갖는 압출패널을 따라 전파하는 파동의 특성을 이해하기 위해 패널의 WFE 모델로부터 얻어진 분산선도를 Fig. 7.6에 나타냈다. 분산선도는 파수는 로그 스케일 간격으로 10-1 부터 102 까지 201개로 주어졌으며, 각 파수에 해당하는 주파수를 식(3.2)를 고유치 해석해서 얻었다. 비교를 위해 음향 파수도 함께 점선으로 나타냈다.

Fig. 7.6(a)를 보면 자유단 경계조건의 경우 저주파수 영역에서 여러 개의 파동이 존재하는 것을 확인할 수 있다. 이 파동들은 압출 패널 단면의 전체적 변형을 나타내는 파동으로 100 Hz 에서 높은 파수의 순서대로 굽힘파, 비틈파, 횡파, 종파의 파동이다. 한편 단순지지 경계조건의 분산선도(Fig. 7.6(b))는 약 87 Hz 이전의 주파수 영역에서는 어떤 파동도 나타나지 않는다. (고정지지 경계조건의 경우 (Fig. 7.6(c)) 120 Hz 이다.) 하지만 약 400 Hz 이상의 주파수 영역과 높은 파수 영역에서는 많은 국부적 파동이 나타나며 이는 모든 분산선도에서 유사한 경향을 보인다.

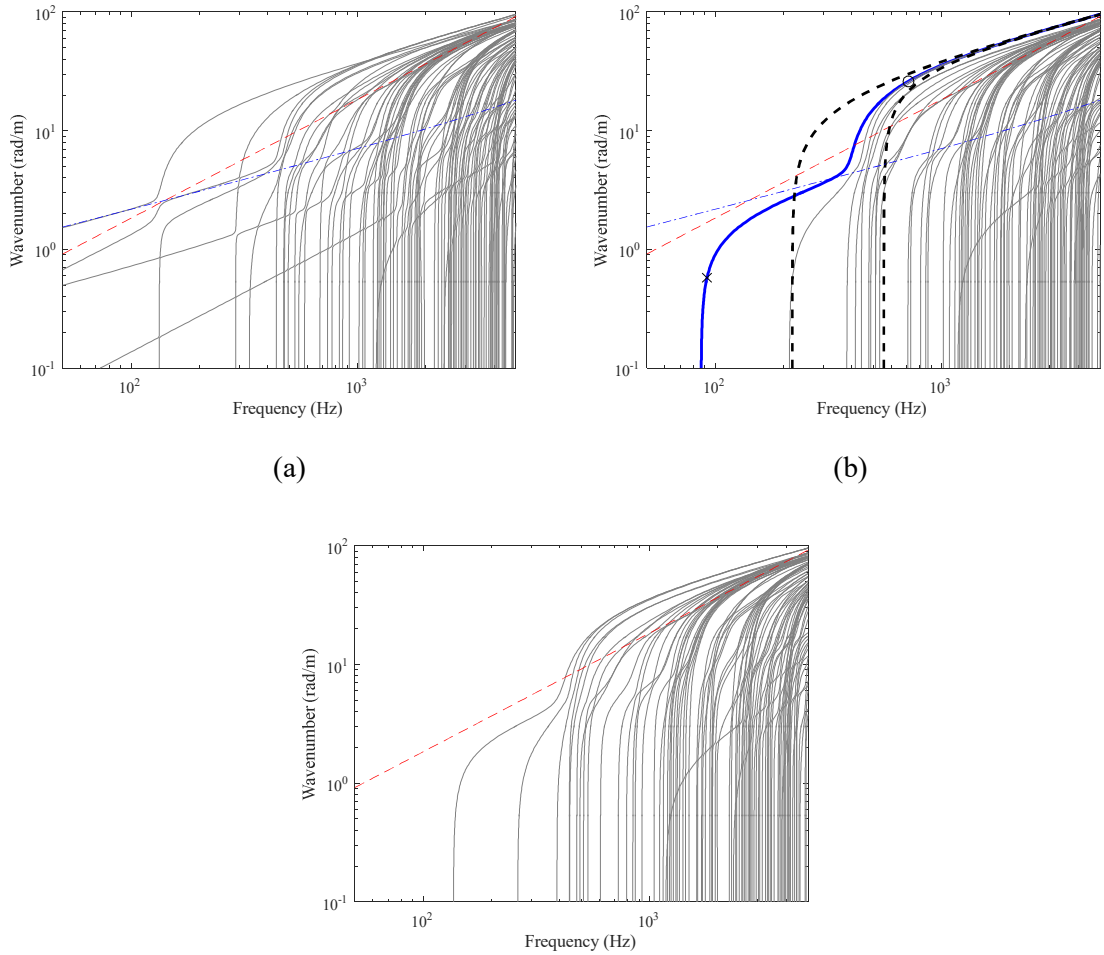


Fig. 7.6. Dispersion diagrams of the extruded panel with (a) free boundary conditions and (b) simply supported boundary conditions. (Acoustic wavenumber is added with a thin dashed line; the vertical bending wave of an equivalent plate is presented with a dash-dotted line; two thick dashed lines in Fig. 7.6(b) are two first order waves of a single bay of the top plate having a width of 0.153 m with simply supported and fixed boundary conditions at both ends.)

Fig. 7.6(a)에 나타낸 단순지지 경계조건을 가진 압출 패널에 대해 압출 패널의 첫번째 굽힘 파동과 동일한 분산 관계를 갖는 등가의 단순 평판을 도입할 수 있다. 이 등가 평판의 밀도는 종파의 속도를 통해 얻어진다. 등가 평판의 종파 속도는

$$c_l = \sqrt{E/\rho_e}\ , \tag{6.10}$$

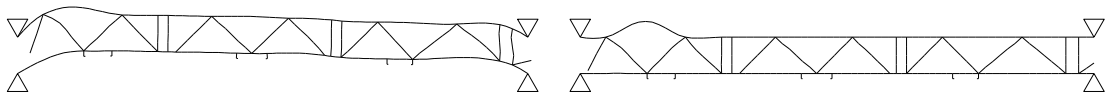
이며, 여기에서 E 는 알루미늄의 영률, ρ_e 는 등가 평판의 밀도이다. 압출 패널과 등가 평판의 종파 속도가 같다고 가정하면 Fig. 7.6(a)에서 압출 패널의 종파를 통해 얻은 c_l 은 4584 m/s 이고 ρ_e 는 3380 kg/m3 이다. 한편 등가 평판의 굽힘 파동 속도는

$$c_b = \sqrt[4]{\frac{EI_e}{\rho_e A_e}}\sqrt{\omega} = \frac{\sqrt{h_e c_l \omega}}{\sqrt[4]{12}}, \tag{6.11}$$

을 통해 계산될 수 있으며 식(6.11)에서 I_e 는 등가 평판의 2차 단면 모멘트, A_e 는 등가 평판의 단면, h_e 는 등가 평판의 두께를 나타낸다. 압출 패널의 굽힘 파동 속도는 Fig. 7.6(a)를 통해 알 수 있으며 50 Hz 에서는 206 m/s의 속도를 갖는다. 식(6.11)를 통해 압출 패널의 굽힘 파동 속도와 동일한 굽힘 파동 속도를 갖는 등가 평판의 두께는 10 cm 인 것을 알 수 있다. 이 등가 평판의 굽힘 파수를 Fig. 7.6에 일점 쇄선으로 함께 나타냈다.

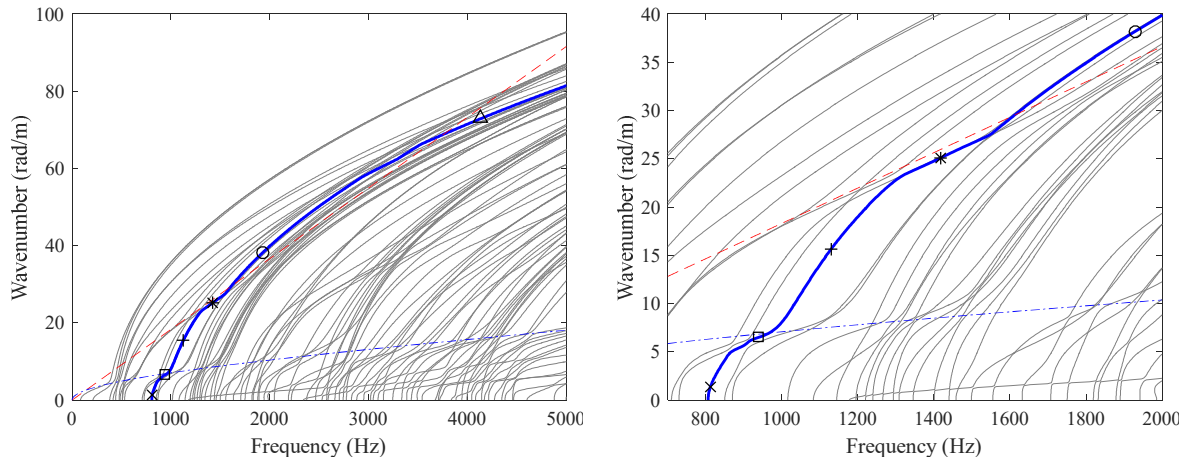
Fig. 7.6를 통해 대부분의 파동들은 주파수와 파수가 증가함에 따라 파동의 분산 특성이 변하게 되는 것을 살펴볼 수 있다. 이 특성을 살펴보기 위해 Fig. 7.6(b)에 '×' 와 '○' 로 표시된 두 주파수 및 파수에서 첫번째 파동의 단면 변형 형태를 Fig. 7.7에 나타냈다. Fig. 7.7(a)로부터 '×' 로 표시된 이 파동은 91 Hz와 0.6 rad/m 에서 패널의 전체적 변형을 가지는 파동인 것을 살펴 수 있다. 반면에 Fig. 7.7(b)를 통해 이 파동이 '○' 로 표시된 710 Hz와 26 rad/m 에서 경사진 두 내부 보강재 사이의 국부적인 베이(bay)의 파동으로 바뀐 것을 확인할 수 있다.

상부 평판에서 발생하는 국부적인 파동의 특성에 대해 살펴 보기위해 0.153 m (상부 평판에 있는 베이의 평균 폭)의 폭을 갖는 베이의 분산 특성에 대해 살펴보았다. 경계조건은 단순지지와 고정지지 경계조건을 적용했다. 단순지지와 고정지지 경계조건에 대해 첫번째 파동의 cut-on 주파수는 각각 217 Hz 와 553 Hz 였다. 각각의 분산선은 Fig. 7.6(b)에 굵은 점선으로 함께 나타냈다. 굵은 실선을 포함한 세 개의 파동이 두 개의



(a) (b)

Fig. 7.7. The deformation shapes of two waves marked in Fig. 7.6(b) with (a) '×'at 91 Hz and 0.6 rad/m, and (b) '○' at 710 Hz and 26 rad/m.



(a) (b)

Fig. 7.8. (a) The dispersion diagram of the extruded panel in Fig. 7.6(b) replotted in linear scale and (b) the magnified diagram between 700 Hz and 2 kHz. (The thin dashed and dash-dotted lines are the same as in Fig. 7.6(b).)

굵은 점선으로 둘러싸여 있는 것을 확인할 수 있다. (이 세 개의 파동은 각각 상부 평판의 세 개의 넓은 베이에 국한된 파동이다.) 이로부터 압출 패널이 약 400 Hz에서 국부적인 변형을 시작한다는 것을 알 수 있다. 참고문헌[22]의 실험에서도 400 Hz 이상의 주파수 영역에서 상부 평판의 베이 내에서 국부적인 진동 모드가 존재한다는 것이 발견되었다.

또한 Fig. 7.6의 모든 분산선들은 서로 교차하지 않으며 두개의 분산선이 가까워지면 파동 모드가 서로 바뀌게 된다.[36] 이 모드 변환에 대해 자세히 살펴보기위해 Fig. 7.6(b)의 주파수와 파수를 선형 스케일(linear scale)로 바꾸어 Fig. 7.8(a)에 나타냈다. Fig. 7.8(a)에서 분산선 하나를 택해 굵은 선으로 표시하였고 6개의 주파수와 파수를 선택해 각각 다른 부호로 표시하였다. 선택한 파동을 더 자세히 보기위해 확대한 분산선도를 Fig. 7.8(b)에 나타냈다.

부호로 표시된 6개 파동의 단면 변형을 Fig. 7.9에 나타냈다. Fig. 7.9(a)는 패널 단면 전체의 전체적 변형을 보여준다. 그 다음 Fig. 7.9(b)에 보여지는 이 파동은 내부 보강재의 수직 굽힘 강성에 의해 지배되는 파동으로 변형된다. 따라서 분산선이 급격히 기울게 된다. (즉, 패널의 굽힘 강성이 증가한다.) 6개의 수직 내부 보강재가 패널의 변형을 지배하고 있음에도 불구하고 수직 방향으로 매우 견고하기 때문에 내부 보강재의 수직

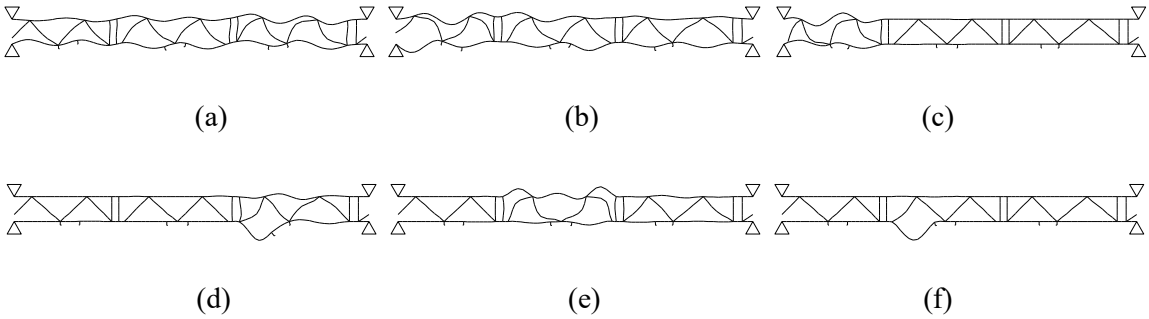


Fig. 7.9. The deformation shapes of the wave chosen in Fig. 7.8(a) '×' at 812 Hz and 1.4 rad/m, (b) '□' at 939 Hz and 6.5 rad/m, (c) '+' at 1129 Hz and 15.6 rad/m, (d) '*' at 1418 Hz and 25.1 rad/m, (e) '○' at 1929 Hz and 38.2 rad/m, and (f) '△' at 4135 Hz and 72.9 rad/m.

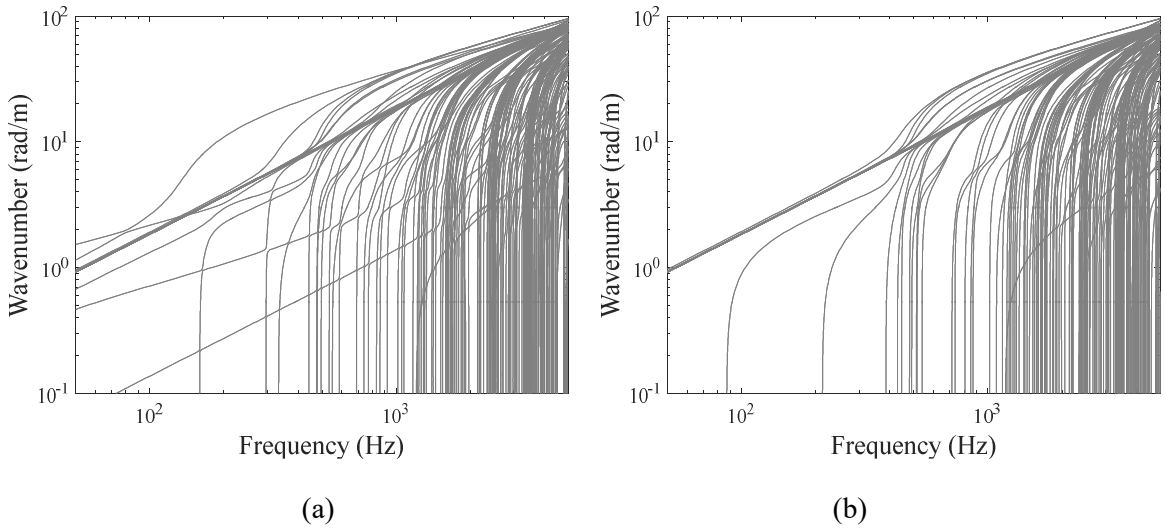


Fig. 7.10. Dispersion diagrams of the extruded panel coupled with the internal air with (a) free boundary conditions and (b) simply supported boundary conditions.

방향 변형이 Fig. 7.9(b)에는 많이 보여 지지는 않는다. '+' 로 표시된 1129 Hz, 15.6 rad/m 에서는 Fig. 7.9(c)에 보여지는 것처럼 한 쌍의 수직 보강재에 의해 나누어지는 패널의 왼쪽 1/3 부분에서 패널이 국부적인 변형을 갖는다. Fig. 7.8(b)를 보면 선택된 분산선의 왼쪽 편에 평행한 2개의 분산선이 더 존재하는 것을 알 수 있다. 이 파동들은 각각 수직 보강재에 의해 나누어진 패널의 중간과 오른쪽 1/3 부분이 국부적인 변형을 하는 파동이다. '*' 로 표시된 파동의 단면 변형은 Fig. 7.9(d)에 나타냈다. Fig. 7.9(d)는 이 파동이 패널 오른쪽 1/3 부분의 하부 평판 베이 내에 국한되는 파동을 나타낸다. 이 베이는 중앙 부분에 베이의 강성을 더 증가시키는 외부 보강재를 가지고 있기 때문에 분산선의

기울기가 더 가파르게 나타나는 것을 Fig. 7.8(b)를 통해 확인할 수 있다. ‘○’ 로 표시된 1929 Hz와 38.2 rad/m의 파형을 Fig. 7.9(e)에 나타냈다. 이 파동은 패널 중앙 1/3 부분에서 상부 평판의 2개의 좁은 베이와 경사진 내부 보강재의 큰 변형을 나타낸다. 4135 Hz와 72.9 rad/m의 높은 주파수에서 파형은 Fig. 7.9(f)에 나타냈다. 이 파동은 내부 보강재 사이에서 국한되는 베이의 파동보다 더 좁은 폭을 가지는 내부 보강재와 바닥판의 외부 보강재에 의해 국한되는 변형을 보인다.

내부 유체와 연성된 패널에 대한 분산선도는 Fig. 7.10에 나타냈다. Fig. 7.10을 통해 음향 파수 주변에서 내부 유체와 구조물 사이의 연성효과가 크게 발생하는 것을 알 수 있다. Fig. 7.10(a)에 나타낸 자유단 경계조건에서는 패널의 전체적 변형을 갖는 파동은 저주파수 영역에서 내부 공기의 파동과 크게 상호작용 하는 것을 알 수 있다. 반면에 단순지지 경계조건의 Fig. 7.10(b)에서는 패널의 전체적 변형을 나타내는 파동의 파수가 음향파수보다 더 낮기 때문에 상대적으로 약한 상호 작용이 저주파에서 발생한다.

7.3 WFE/BE 방법을 이용한 방사효율 해석

압출패널의 방사효율은 식(3.14)를 통해 계산된다. 압출패널의 방사효율은 상부 평판에 단위 점 하중이 가해졌을 때 발생하는 상부 및 하부 평판의 평균속도에 대한 압출패널 전체의 음향파워의 비로 계산된다.

압출패널의 방사효율 수치해석에서 하부 평판에 단위 점 하중이 두 가지 유형의 위치에 가해진다. 하나는 두개의 내부 보강재 사이의 베이 중앙에 가진 되고 다른 하나는 내부 보강재가 하부 평판과 연결된 곳에 가진 된다. 베이 중앙에 대한 점하중의 위치는 P1(또는 P2)과 P3, 보강재 위의 위치는 P4와 P5로 정하였고 상세한 위치는 6.5.1절에 나타냈다.

방사효율은 주파수를 50 Hz 부터 5 kHz까지 로그 스케일 간격으로 175개로 나누어 각각의 주파수에 대한 방사효율 값을 계산하였다. 주파수 개수를 2배로 늘렸을 때 수치해석 결과는 거의 차이가 없었다. 방사 파워를 계산할 때 각각의 주파수에 대해 파수는 $-k$ 부터 k 까지 512개에 대한 방사파워를 식(3.15)를 통해 계산된다. 평균속도의 계산에서는 -100 rad/m 부터 100 rad/m 까지 512 개의 파수가 사용되었으며 식(3.16)을 통해 계산 되었다. 각 주파수에서 평균속도와 방사파워의 계산 시간은 8 GB RAM 이

장착된 3.5 GHz core 컴퓨터를 사용하는 경우 약 50초 이고 내부 유체를 포함하는 경우 연산 시간이 약 3배 증가한다.

7.3.1 압출 패널의 방사효율 특성

우선 두개의 내부 보강재 사이의 베이 중앙에 점하중을 가진 하였을 때 계산된 평균속도를 주파수와 파수에 대한 그림으로 Fig. 7.11에 나타냈다. Fig. 7.11(a)에 나타낸 결과는 베이의 중앙인 $y = 0.528$ m (P1 또는 P2)에 점하중이 가진 됐을 때 얻은 결과이며 Fig. 7.11(b)는 $y = 0.207$ m (P3)에 가진 됐을 때 얻은 결과이다. 비교를 위해 음향파수는 점선으로 나타냈고 등가 평판의 수직방향 굽힘 파수도 일점 쇄선으로 함께 나타냈다.

Fig. 7.11(a)에 나타낸 베이 가진에서 400 Hz 이하의 주파수 영역에서는 전체적 모드를 갖는 몇몇 파동이 진동을 발생시키는 반면 400 Hz 이상의 주파수 영역에서는 높은 차수를 갖는 많은 파동들이 진동을 발생시킨다. Fig. 7.11(a)의 513 Hz와 634 Hz에서 각각 ‘ * ’ 와 ‘○’ 로 표시된 강한 진동을 보이는 두 파동의 단면 변형형태를 Fig. 7.12에 나타냈다. Fig. 7.12를 통해 이 두 파동은 하부 평판의 중간에 있는 두개의 베이에 국한되는 변형을 가지는 것을 확인할 수 있다. 약 $y = 0.28$ m 와 $y = 0.62$ m 에 위치한 두 쌍의 수직 보강재 때문에 패널의 진동이 패널 중앙의 두 베이에 갇히게 된다. Fig. 7.11(b)에 나타낸 베이의 가진에서도 400 Hz 이상의 주파수 영역에서 높은 차수를 갖는

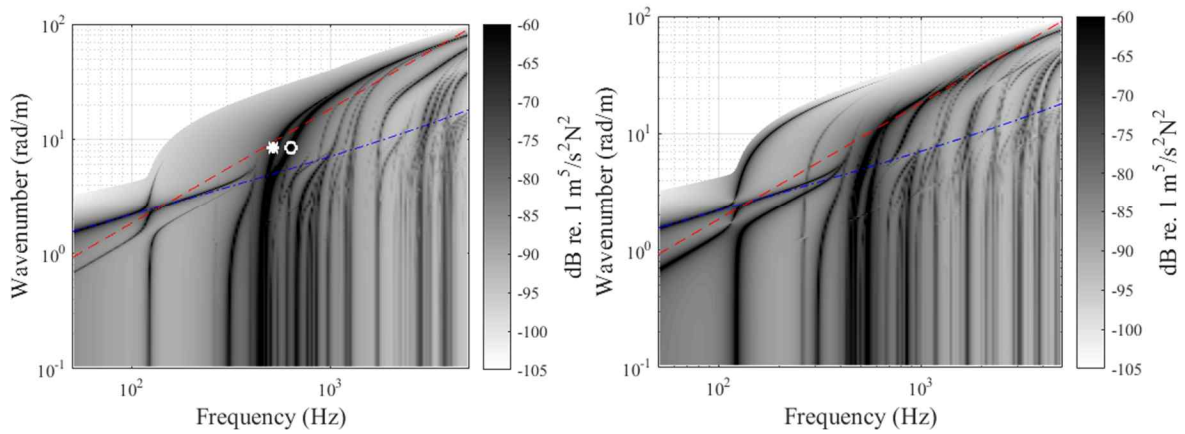
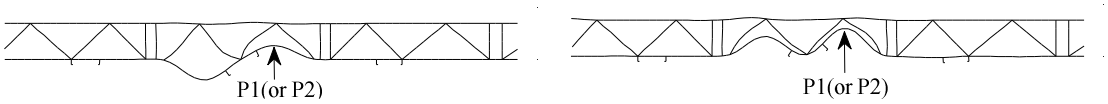


Fig. 7.11. Image plots of the average mean-squared velocity of the panel for excitation in the middle of a strip at (a) P1 (or P2) and (b) P3, plotted against frequency and wavenumber.

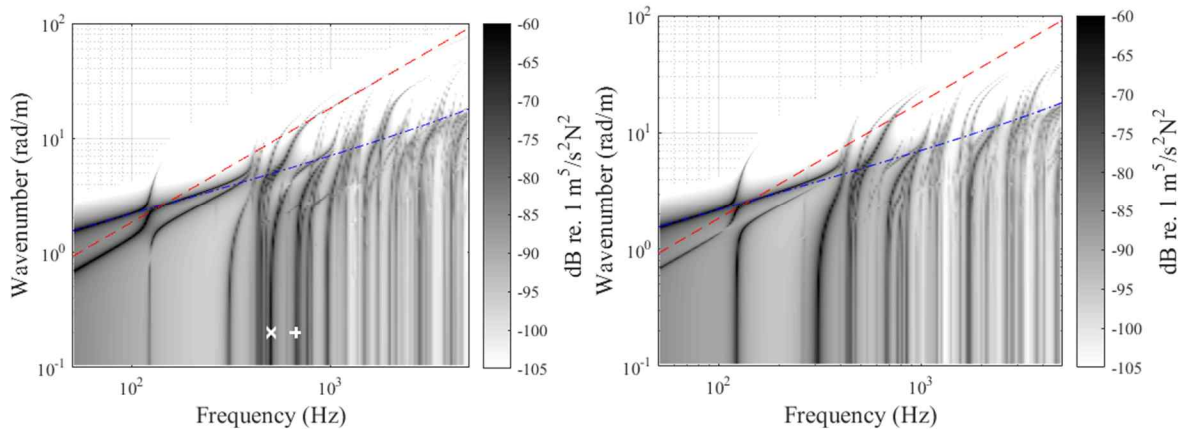


(a) (b)

Fig. 7.12. The deformation shapes of the waves marked with (a) ‘ * ’ at 513 Hz and 8.4 rad/m and (b) ‘○’ at 634 Hz and 8.4 rad/m in Fig. 7.13(a).

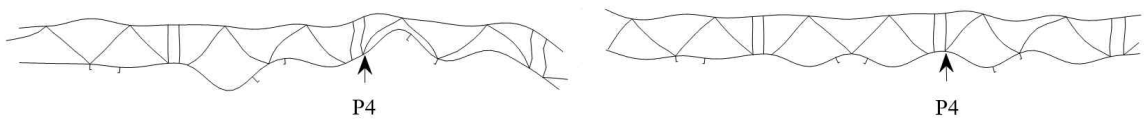
많은 파동들이 진동을 발생시키는 것을 확인할 수 있다. 한편 약 120 Hz 에서는 강한 진동을 확인할 수 있는데 이 현상은 Fig. 7.11(a)에서는 나타나지 않는다. 강한 진동에 해당되는 파동은 하부판 가장 왼쪽 베이의 flapping 모드의 파동인데 P3의 가진점 위치가 하부판 가장 왼쪽 베이에 근접해 있기 때문에 이 주파수에서 강한 진동이 발생한다.

한편 점하중을 보강재 위에 가진 하였을 때 계산된 평균속도를 주파수와 파수에 대한 그림으로 Fig. 7.13에 나타냈다. Fig. 7.13(a)에 나타낸 결과는 보강재 위의 $y = 0.635\,\mathrm{m}$ (P4)에 점하중이 가진 됐을 때 얻은 결과이며 Fig. 7.13(b)는 $y = 0.460\,\mathrm{m}$ (P5)에 가진 됐을 때 얻은 결과이다. 보강재 위를 가진한 경우에는 베이를 가진한 경우와 비교했을 때 상대적으로 약한 진동과 방사파워가 발생하는 것을 Fig. 7.13을 통해 확인할 수 있다. 또한 패널의 진동과 파워는 대부분 등가 평판의 수직방향 굽힘 파수보다 더 낮은 파수



(a) (b)

Fig. 7.13. Image plots of the average mean-squared velocity of the panel for excitation on a stiffener at (a) P4 and (b) P5, plotted against frequency and wavenumber.



(a) (b)

Fig. 7.14. The deformation shapes of the waves marked with (a) '×' at 500 Hz and 0.2 rad/m and (b) '+' at 669 Hz and 0.2 rad/m in Fig. 7.16(a).

에서 나타나는 것을 확인할 수 있다. 이를 통해 내부 보강재가 패널의 전체 강성을 지배하기 때문에 패널의 변형이 주로 전체적으로 발생한다는 것을 유추할 수 있다. Fig. 7.13(a)에서 상대적으로 큰 진동을 보이는 '×' 와 '+' 로 표시된 파동의 단면 변형 형태를 Fig. 7.14에 나타냈다. 점하중이 보강재에 가진 되고 있으므로 이 두 파동은 전체적 변형을 하는 것을 확인할 수 있다.

Fig. 7.11과 Fig. 7.13를 통해 보강재 위를 가진 하는 경우 베이의 중앙을 가진 하는 경우보다 더 작은 진동과 음향 파워를 야기하는 것을 살펴보았다. 이 현상을 더 명확히 보여주기 위해 두가지 유형의 가진에 대한 평균 속도와 음향파워를 각각의 주파수에서 파수에 대해 적분하여 Fig. 7.15에 비교하였다. 베이의 중앙을 가진 하는 경우는 보강재 위를 가진 하는 경우보다 200 Hz 이상에서 훨씬 큰 진동을 발생시키고 400 Hz이상의 주파수 영역에서 레벨 차이는 거의 30 dB 이상까지 증가한다. 400 Hz이상의 주파수 영역

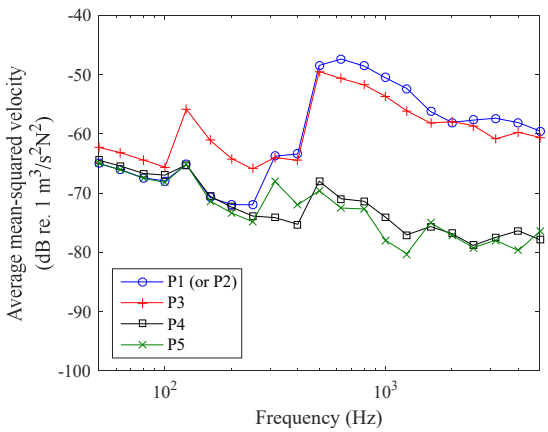
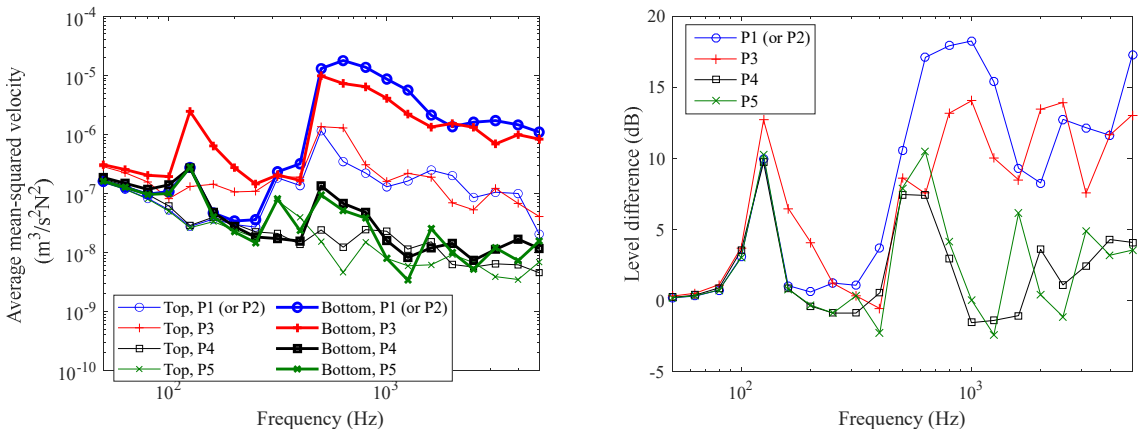


Fig. 7.15. Comparison of the average mean-squared velocity of the panel, predicted from P1 (or P2), P3, P4 and P5 excitations in the frequency domain (integrated over the wavenumber).

에서는 가진점이 속해 있는 베이에 국한된 국부 적인 파동이 큰 진동을 발생시키는 것을 알 수 있다. P3의 경우 120 Hz 에서 강한 진동을 살펴볼 수 있는데 이는 앞에 설명했듯이 하부 판 가장 왼쪽 베이의 flapping 모드의 파동 영향 때문이다.

상부 판과 하부 판의 진동이 전체 평균속도에 미치는 영향에 대해 살펴보기 위해 상부 판과 하부 판의 평균속도를 Fig. 7.16(a)에 나타내었으며 상부 판과 하부 판의 평균속도의 레벨 차이(level diffenerce)를 Fig. 7.16(b)에 나타냈다. 120 Hz에서 나타나는 피크는 하부 판 가장 왼쪽 베이의 flapping 모드의 파동의 영향이다. 베이의 국부적인 파동이 나타나는 400 Hz 이상의 주파수 영역에서는 베이 중앙을 가진한 경우(P1 또는 P2, P3) 상부 판과 하부판의 진동 레벨 차이가 약 15 dB 이상 난다. 반면에 보강재 위를 가진한 경우 진동의 레벨 차이는 10 dB 이하이며 1 kHz 이상의 고주파수 영역에서는 주로 5 dB 이하인 것을 살펴볼 수 있다. 이는 패널의 변형이 주로 전체적으로 발생하기 때문이다.

점하중에 의한 방사파워는 주파수와 파수에 대한 그림으로 Fig. 7.17과 Fig. 7.18에 나타냈다. Fig. 7.17에 나타낸 결과는 베이의 중앙(P1 or P2, P3)에 점하중이 가진 됐을 때 얻은 결과이며 Fig. 7.18에 나타낸 결과는 내부 보강재 위(P4, P5)에 점하중이 가진 됐을 때 얻은 결과이다. 비교를 위해 음향파수는 점선으로 나타냈고 등가 평판의 수직방향



(a) (b)

Fig. 7.16. Comparison of the (a) average mean-squared velocity of the top and bottom panels, predicted from P1 (or P2), P3, P4 and P5 excitations in the frequency domain (integrated over the wavenumber) and (b) level difference of the average mean-squared velocity between top and bottom panels.

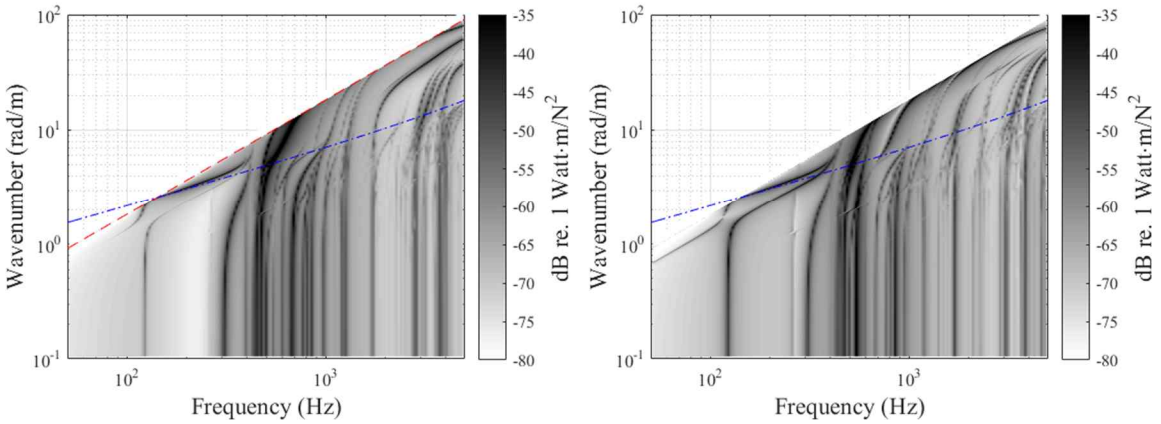


Fig. 7.17. Image plots of the radiated sound power of the panel for excitation in the middle of a strip at (a) P1 (or P2) and (b) P3, plotted against frequency and wavenumber.

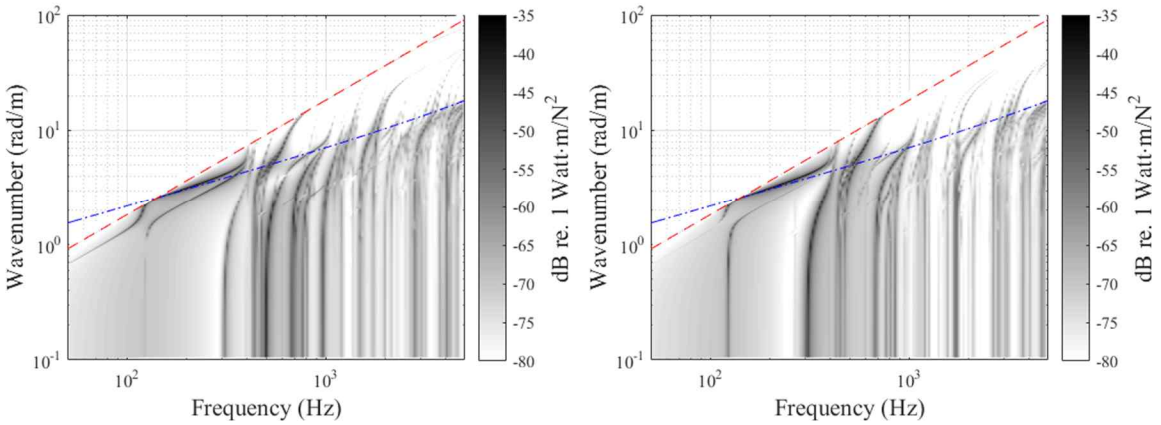


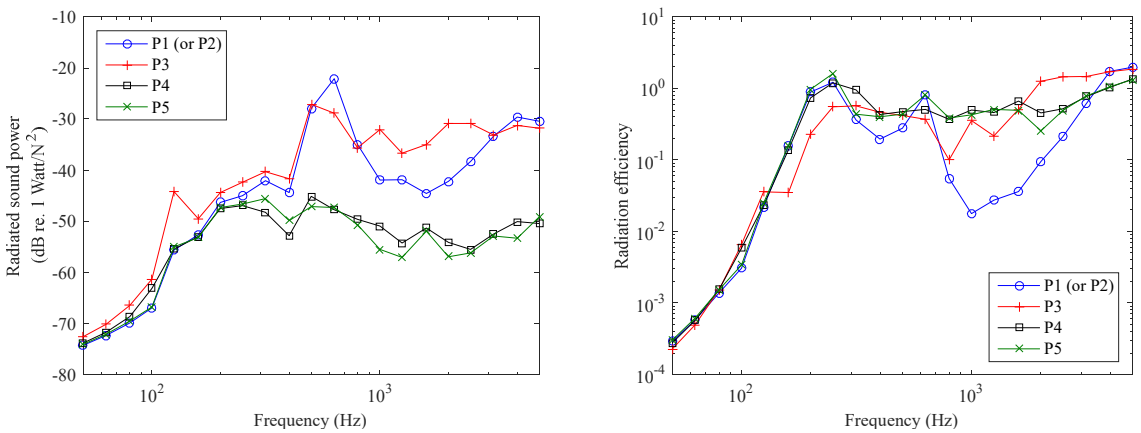
Fig. 7.18. Image plots of the radiated sound power of the panel for excitation on a stiffener at (a) P4 and (b) P5, plotted against frequency and wavenumber.

굽힘 파수도 일점 쇄선으로 함께 나타냈다. Fig. 7.17과 Fig. 7.18을 통해 방사파워의 경우에는 음향파수보다 높은 파수를 갖는 파동은 전혀 음향 방사가 일어나지 않는 것을 알 수 있다. 보강재 위를 가진한 경우에는 베이를 가진한 경우와 비교했을 때 상대적으로 약한 진동과 방사파워가 발생하는 것을 확인할 수 있다.

Fig. 7.17과 Fig. 7.18을 통해 보강재 위를 가진 하는 경우 베이의 중앙을 가진 하는 경우보다 더 작은 음향 파워를 야기하는 것을 살펴보았다. 이 현상을 더 명확히 보여주기 위해 두가지 유형의 가진에 대한 평균 속도와 음향파워를 각각의 주파수에서

파수에 대해 적분하여 Fig. 7.19(a)에 비교하였다. 또한 Fig. 7.15의 평균속도와 Fig. 7.19(a)의 음향파워 결과로부터 방사효율을 계산해 Fig. 7.19(b)에 나타냈다. P1에 가해진 점하중은 약 400 Hz 부터 음향 파워의 급격한 증가를 발생시키며 400 Hz 이상의 주파수 영역에서 보강재 가진보다 평균적으로 약 15 dB 더 큰 음향 파워를 발생시킨다. 630 Hz에서는 최대 약 25 dB 까지 차이가 발생한다. 평균속도의 레벨의 차이가 음향파워를 레벨 차이보다 더 큰 이유는 음향파수 보다 더 큰 파수에 존재하는 파동의 영향 때문이다. 하지만 P3에 가해진 점하중은 같은 종류의 스트립 가진 임에도 불구하고 이러한 경향을 발생시키지 않는다. 그 이유에 대해서는 추후 7장에서 자세히 살펴보기로 한다.

두가지 유형의 가진에 대한 방사효율을 1/3 옥타브 밴드 주파수 영역으로 Fig. 7.19(b)에 나타냈다. 두 유형의 가진에 대한 차이는 1 kHz와 3.15 kHz 사이에서 두드러지게 나타난다. 이 주파수 영역에서 보강재 가진에 의한 방사효율은 P1의 스트립 가진에 의한 방사효율보다 약 15~20 dB 정도 더 크게 나타난다. (P3의 경우는 7장에서 자세히 다루도록 한다.) 이 차이는 Fig. 7.15와 Fig. 7.19(b)에서 살펴본 것처럼 스트립 가진의 경우에는 음향 파수보다 더 큰 파수를 갖는 파동이 강한 진동을 발생시키지만 음향 파워에는 기여하지 못하기 때문에 발생한다.

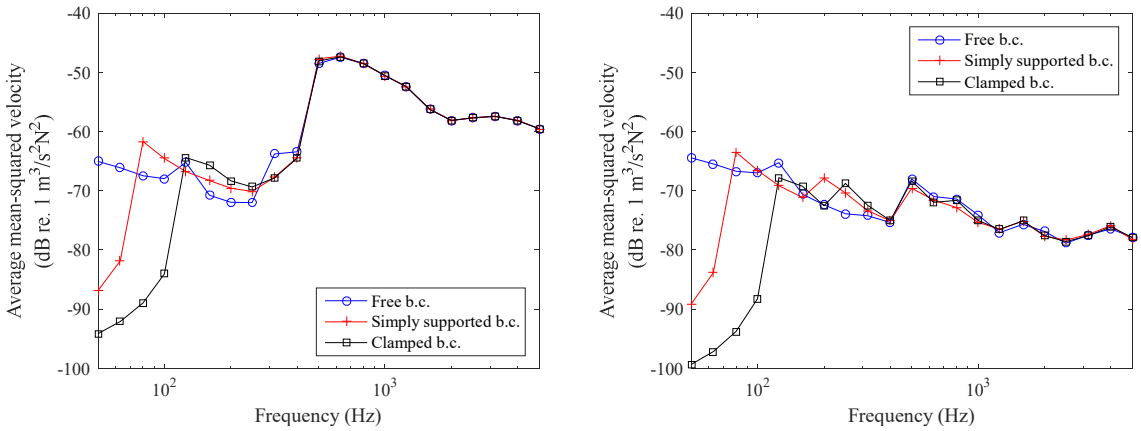


(a) (b)

Fig. 7.19. Comparison of (a) radiated sound power and (b) radiation efficiency of the panel, predicted from P1 (or P2), P3, P4 and P5 excitations in the frequency domain (integrated over the wavenumber).

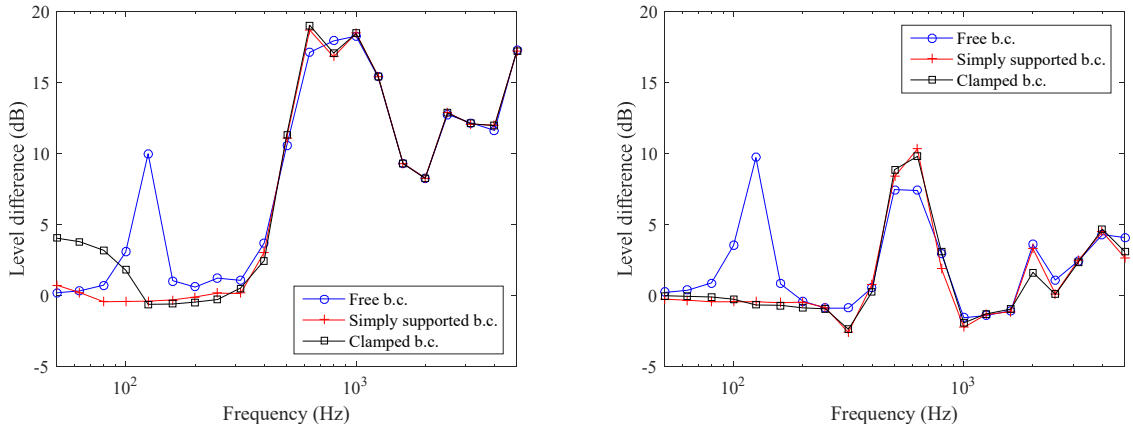
7.3.2 압출 패널 구조물의 경계 조건 변화가 방사 효율에 미치는 영향

본 절에서는 압출 패널 구조물의 경계 조건 변화가 방사 효율에 미치는 영향에 대해 살펴보려 한다. 스트립 가진으로 P1 (P2)을 선택하였고 보강재 가진으로는 P4를 선택하였다. 자유지지, 단순지지, 고정 지지에 대한 평균속도를 Fig. 7.20에 나타냈다. 경계조건의 변화에 따른 평균속도의 변화는 베이의 국부적인 파동이 발생하는 400 Hz 이하의 저주파수 영역에서 두드러지게 나타났다. 400 Hz이하의 저주파수 영역에서 자유단 경계조건을 갖는 패널의 평균속도는 주파수가 증가할수록 감소하는 경향을 보였다.



(a) (b)

Fig. 7.20. Comparison of the averaged mean-squared velocity with free, simply supported and clamped boundary conditions, at predicted from (a) P1 (or P2) and (b) P4.

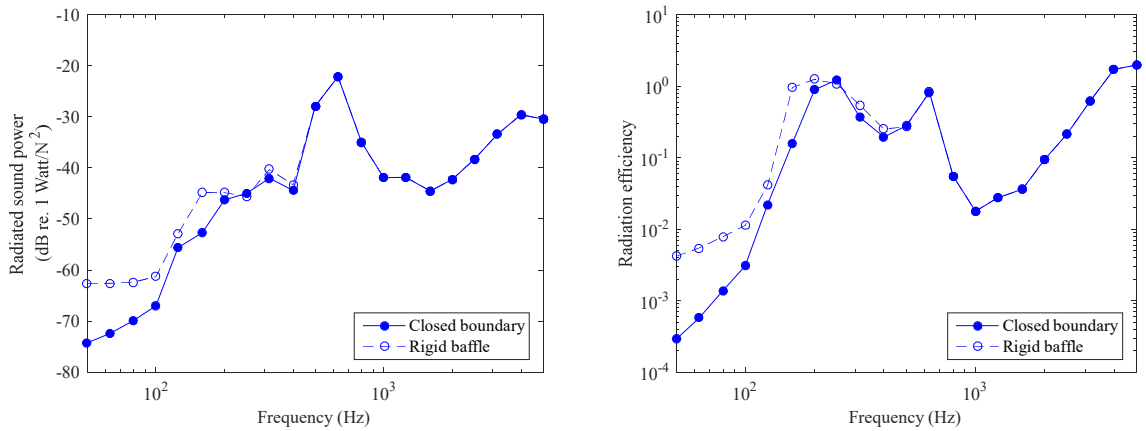


(a) (b)

Fig. 7.21. Comparison of the level difference of the average mean-squared velocity between top and bottom panels with free, simply supported and clamped boundary conditions, at predicted from (a) P1 (or P2) and (b) P4.

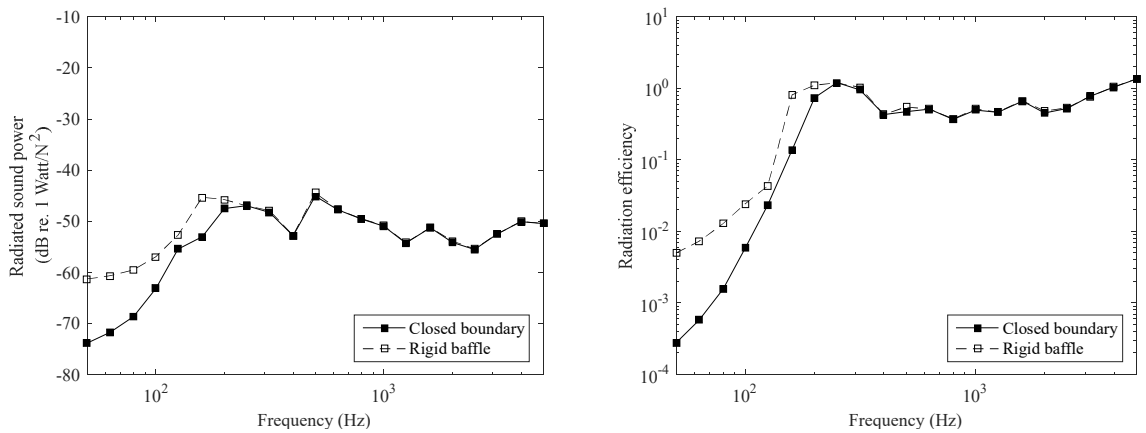
반면에 단순지지, 고정지지 경계조건을 갖는 패널의 평균속도는 전체 변형을 갖는 파동의 첫번째 cut-on 주파수까지 점점 증가하는 경향을 보이다가 cut-on 된 이후에 평균 속도가 점점 감소하는 경향을 보였다.

상부 판과 하부 판의 평균속도의 레벨 차이(level diffenerce)를 Fig. 7.21에 나타냈다. 자유단 경계조건에서120 Hz에서 flapping 모드의 파동의 영향으로 나타났던 피크는 단순지지, 고정지지 경계조건에서는 더 이상 나타나지 않는다. Fig. 7.21(a)에 나타낸 스트립 가진에서 단순 지지 경계조건과 고정지지 경계조건에서 각각의 첫번째 cut-on 주파수 이전의 주파수 영역에서 5 dB 이내의 레벨 차이가 발생한다. 이 차이는 상부판과



(a) (b)

Fig. 7.22. Comparison of (a) radiated sound power and (b) radiation efficiency of the panel for excitation in the middle of a strip at P1 (or P2) with closed boundary and rigid baffle boundary.

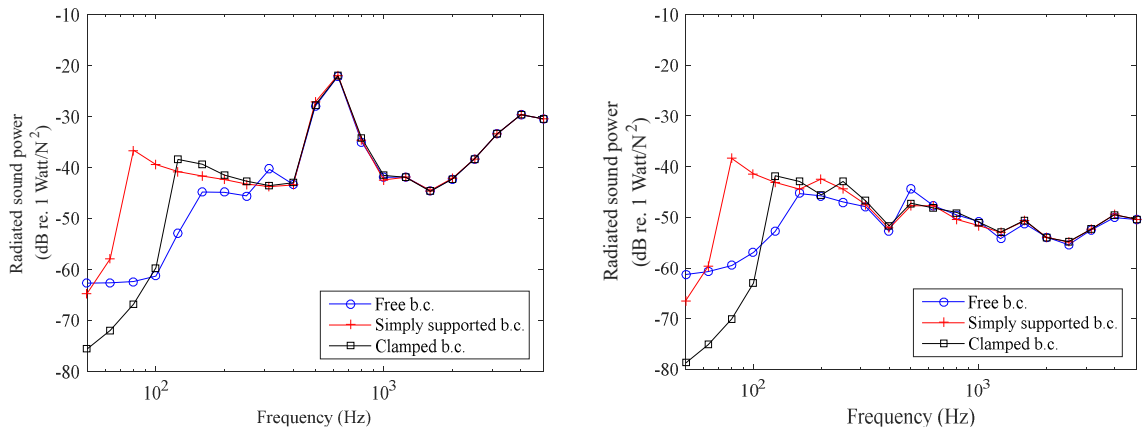


(a) (b)

Fig. 7.23. Comparison of (a) radiated sound power and (b) radiation efficiency of the panel for excitation on a stiffener at P4 with closed boundary and rigid baffle boundary.

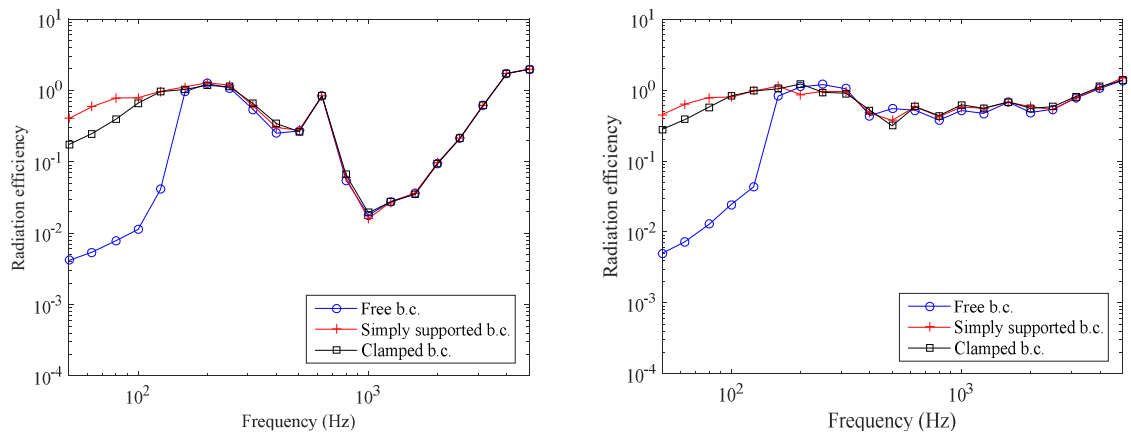
하부판의 질량 차이 때문에 발생하는 레벨 차이이며 첫번째 cut-on 이후에는 전체적인 변형을 갖는 파동이 발생하므로 레벨차이가 없어진다.

단순지지, 고정지지 경계조건의 음향파워를 계산함에 있어서 가장자리 이외의 영역은 rigid baffle 조건을 택한다. 단순지지, 고정지지 경계조건을 구현할 때 벽에 고정시키는 경우 가장자리 이외의 영역은 rigid baffle 조건이 되기 때문이다. 따라서 rigid baffle 조건을 적용한 자유단 경계조건의 음향파워 결과를 단순지지, 고정지지 경계조건의 음향파워와 비교하려 한다. 닫힌 경계요소와 rigid baffle 조건으로 계산된 음향파워를 Fig. 7.22와 Fig. 7.23에 나타내었다. 그 차이는 200 Hz 이하의 저주파수 영역



(a) (b)

Fig. 7.24. Comparison of the radiated sound power with free, simply supported and clamped boundary conditions, predicted from (a) P1 (or P2) and (b) P4.



(a) (b)

Fig. 7.25. Comparison of radiation efficiency with free, simply supported and clamped boundary conditions, predicted from (a) P1 (or P2) and (b) P4.

에서 크게 나타났으며 50 Hz 에서 rigid baffle 조건으로 계산된 음향파가 약 10 dB 정도 더 높게 나타났으며 주파수가 증가할수록 차이가 점점 줄어드는 경향을 보였다.

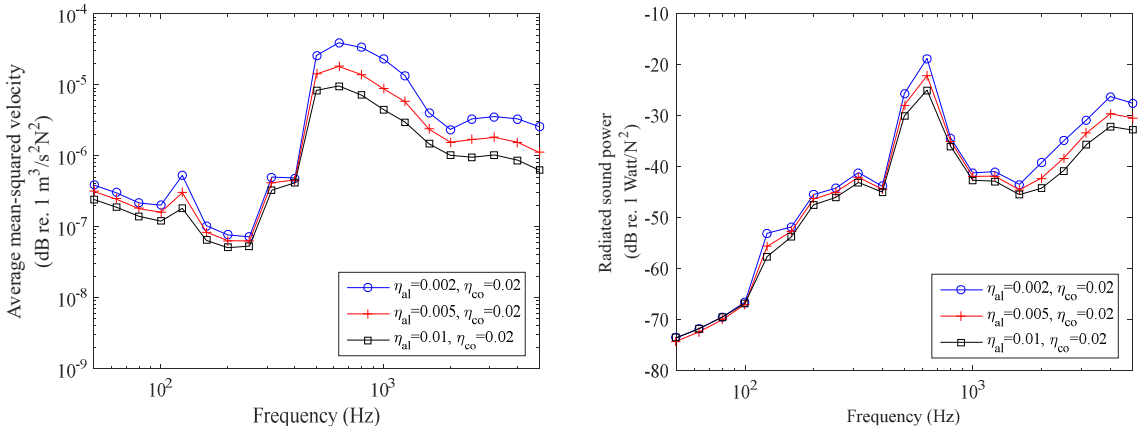
자유지지, 단순지지, 고정 지지에 대한 음향 파워를 Fig. 7.24에 나타냈다. 경계조건의 변화에 따른 음향 파워의 변화는 400 Hz 이하의 저주파수 영역에서 두드러지게 나타났다. 자유단 경계조건의 경우 저주파수 영역에서 평균속도의 경향과 다르게 음향파수가 점점 증가하는 경향을 보이는데 이는 음향파수보다 더 큰 파수영역에 존재하는 파동이 음향파워에 영향을 미치지 못하기 때문이다. 반면에 단순지지, 고정지지 경계조건의 경우에는 강한 응답을 가지는 파동들이 음향파수 아래에 존재하기 때문에 음향파워의 경향이 평균속도의 경향과 유사하게 점점 증가한다. 이러한 경향의 차이는 Fig. 7.25에 나타낸 방사효율을 통해 더 확실히 알 수 있다. Fig. 7.11(a)와 Fig. 7.17(a) (P4에 해당하는 Fig. 7.13(a)와 Fig. 7.18(a)의 경향도 동일)를 살펴보면 자유단 경계조건의 음향파워는 저주파수 영역에서 전체 변형을 갖는 파동이 음향파수 위에 존재하며 약 150 Hz에서 음향 파수 아래에 존재하게 된다. 따라서 150 Hz 이하의 저주파수 영역에서 단순지지, 고정지지 경계조건의 경향과는 다른 경향을 보이는 것이다.

7.3.3 압출 패널 구조물의 댐핑 변화가 방사 효율에 미치는 영향

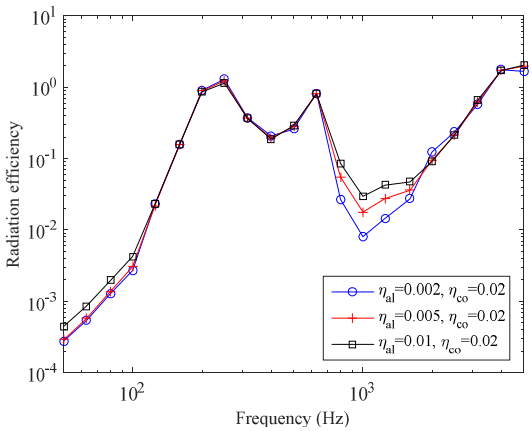
본 절에서는 구조물 댐핑의 변화가 압출 패널의 방사 효율 특성에 미치는 영향에 대해 살펴보려 한다. 우선 알루미늄과 고무의 합성판의 댐핑은 유지한채로 알루미늄의 댐핑만 바꾸었을 때의 방사효율 변화와 반대로 알루미늄의 댐핑은 유지한채로 합성판의 댐핑을 변화시켰을 때 방사효율의 변화에 대해 살펴본다.

우선 스트립 가진의 경우, 알루미늄의 댐핑을 변화시켰을 때 평균속도, 음향파워, 방사효율의 변화를 Fig. 7.26에 나타냈다. 알루미늄 댐핑이 감소하였을 때 평균속도는 전체적으로 증가하지만 400 Hz 이상의 주파수 영역에서 평균속도의 증가의 폭이 훨씬 더 컸다. 음향파워의 경우에는 120 Hz 이하의 주파수 영역에서는 댐핑의 영향이 거의 나타나지 않는다. 이는 강한 응답을 나타내는 파동이 음향파수 보다 더 큰 파수에 존재하기 때문이다. (댐핑의 영향이 피크 근처에서 크게 나타나기 때문이다.) 이러한 특성은 합성판의 댐핑을 변화시켰을 때로 동일하게 나타난다. 또한400 Hz 이상의 주파수 영역에서 평균속도의 증가의 폭이 크지만 약 1 kHz 근처에서는 증가의 폭이 크지 않았다. 이로 인해 방사효율은 감소하게 된다. 이 현상에 대해 자세히 살펴보기 위해 1 kHz에서

댐핑 변화에 따른 파수 영역 응답을 Fig. 7.27에 나타냈다. 평균 속도는 약 23 rad/m에서 나타나는 피크에 가장 큰 영향을 받으며 댐핑의 변화는 피크 주변에서만 나타나는 것을 확인할 수 있다. 하지만 Fig. 7.27(b)에 나타낸 음향파워의 경우에는 음향파수 보다 높은 파수에서는 음향방사가 거의 일어나지 않으므로 평균 속도에서 약 23 rad/m에서 나타난 피크가 음향파워에 영향을 주지 않기 때문에 댐핑의 감소는 평균속도를 증가시킨 만큼 음향파워를 증가시키지는 못한다.

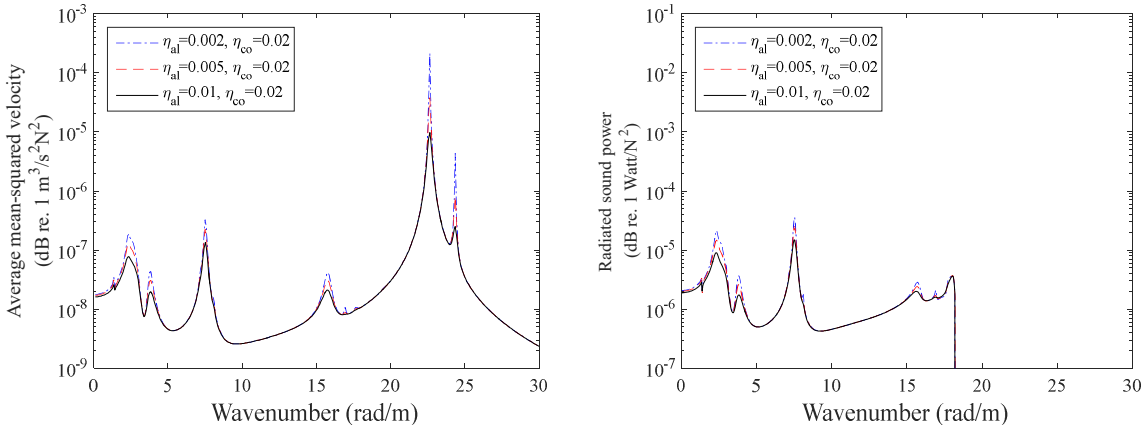


(a) (b)



(c)

Fig. 7.26. Comparison of (a) the averaged mean-squared velocity, (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency, predicted from P1 (or P2) at η_{al}=0.002, 0.005, 0.01, η_{co}=0.02.

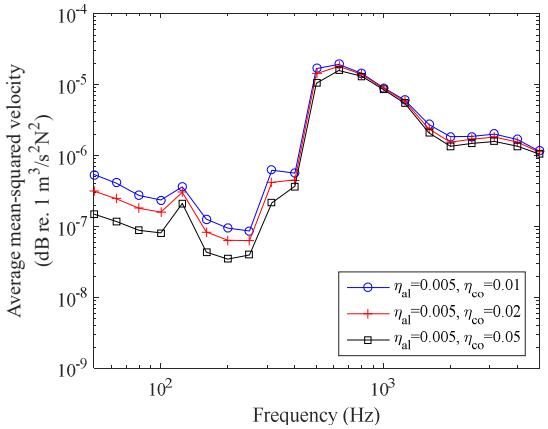


(a) (b)

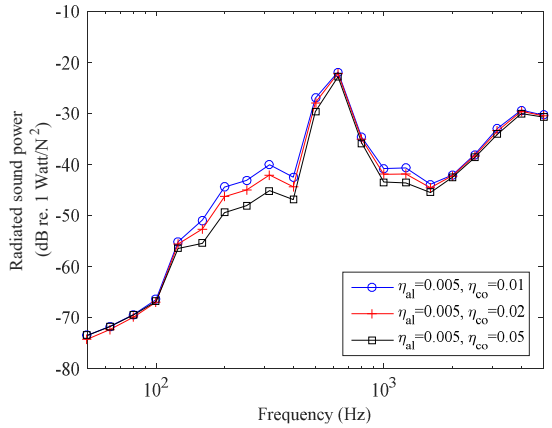
Fig. 7.27. (a) The average mean-squared velocity and (b) radiated sound power of the panel at η_{al} =0.002, 0.005, 0.01, η_{co} =0.02 against wavenumber at 1 kHz for the strip excitation (P1 or P2).

한편 합성판의 알루미늄의 댐핑을 변화시켰을 때 평균속도, 음향파워, 방사효율의 변화를 Fig. 7.28에 나타냈다. 합성판의 댐핑이 감소하였을 때 평균속도는 전체적으로 증가하지만 400 Hz 이하의 주파수 영역에서 평균속도의 증가의 폭이 훨씬 더 컸다. 400 Hz 이상의 주파수 영역에서는 알루미늄인 하부판의 국부적인 변형이 지배적이므로 댐핑의 감소에 의한 평균속도의 증가가 거의 없다. 이러한 특성은 음향 파워에서도 동일하게 나타난다.

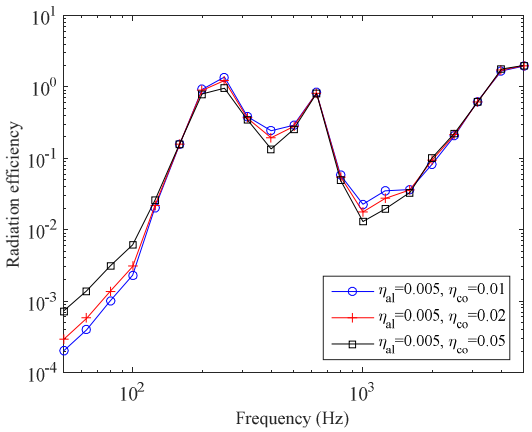
보강재 가진의 경우에 대한 평균속도, 음향파워, 방사효율의 변화를 Fig. 7.29에 나타냈다. 스트립 가진의 경우와는 달리 알루미늄의 댐핑을 변화시킨 경우와 합성판의 댐핑을 변화시킨 경우 경향의 차이는 거의 없었다. 보강재 가진의 경우에는 평판의 전체가 움직이는 파동이 응답에 지배적이므로 전체 주파수 영역에서 평균속도와 음향파워가 동일한 영향을 받는다. 따라서 방사효율의 변화가 거의 없다.



(a)

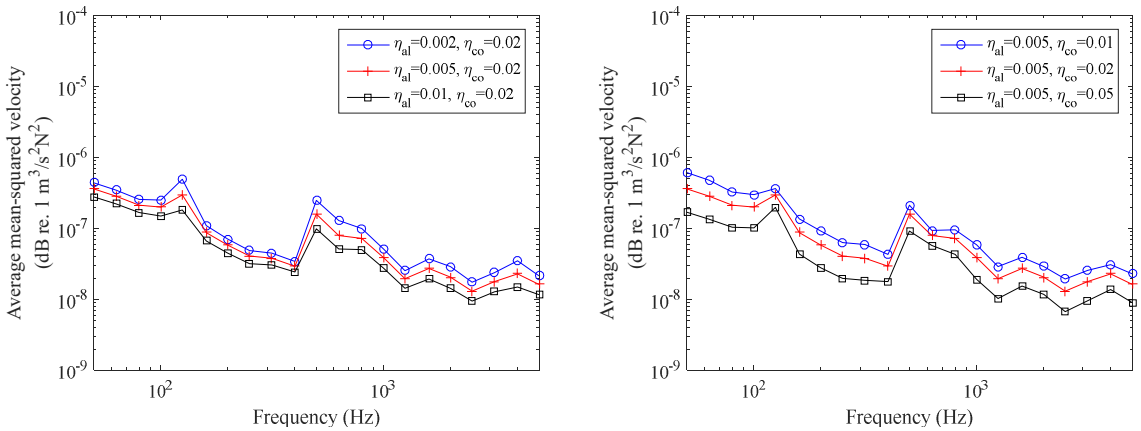


(b)

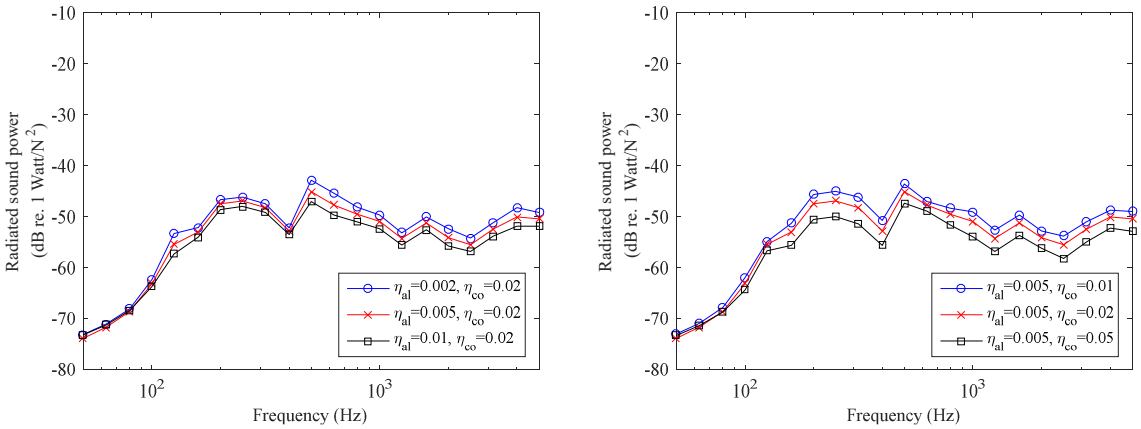


(c)

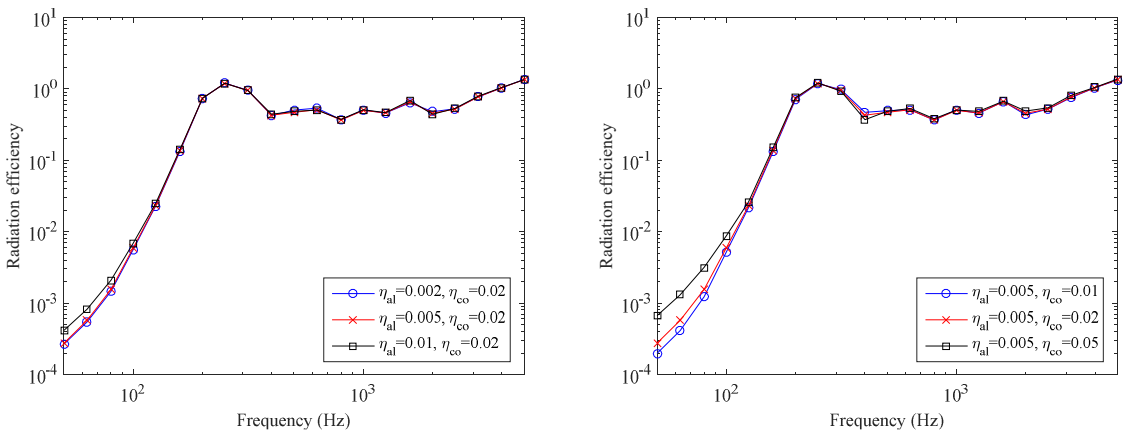
Fig. 7.28. Comparison of (a) the averaged mean-squared velocity, (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency, predicted from P1 (or P2) at η_{al}=0.005, η_{co}=0.01, 0.02, 0.05.



(a)



(b)

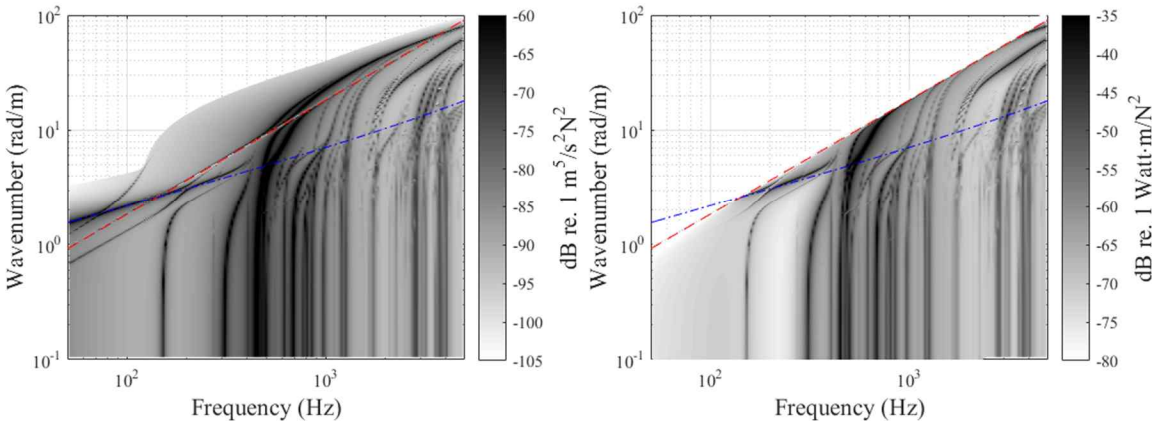


(c)

Fig. 7.29. Comparison of (a) the averaged mean-squared velocity, (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency, predicted from P4 at η_{al}=0.002, 0.005, 0.01, η_{co}=0.02 and η_{al}=0.005, η_{co}=0.01, 0.02, 0.05.

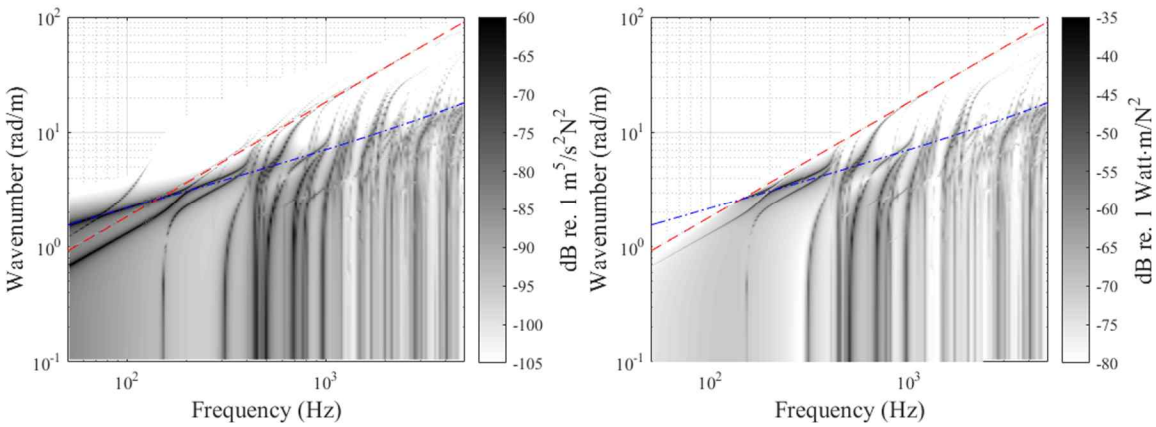
7.3.4 압출 패널 구조물의 내부 공기가 방사 효율에 미치는 영향

내부 공기를 포함한 패널 모델의 평균속도와 방사파워는 주파수와 파수에 대한 그림으로 Fig. 7.30과 Fig. 7.31에 나타냈다. Fig. 7.30에 나타낸 결과는 베이의 중앙인 $y = 0.528\,\mathrm{m}$ (P1 또는 P2)에 점하중이 가진 됐을 때 얻은 결과이며 Fig. 7.31에 나타낸 결과



(a) (b)

Fig. 7.30. Image plots of (a) the average mean-squared velocity and (b) radiated power of the panel with the air cavity for excitation in the middle of a strip at P1 (or P2), plotted against frequency and wavenumber.



(a) (b)

Fig. 7.31. Image plots of (a) the average mean-squared velocity and (b) radiated power of the panel with the air cavity for excitation on a stiffener at P4, plotted against frequency and wavenumber.

는 내부 보강재 위의 $y = 0.635$ m (P4)에 점하중이 가진 됐을 때 얻은 결과이다. 비교를 위해 음향파수는 점선으로 나타냈고 등가 평판의 수직방향 굽힘 파수도 일점 쇄선으로 함께 나타냈다. 내부공기 효과는 400 Hz 에서 두드러지게 나타나는 것을 Fig. 7.30과 Fig. 7.31을 통해 알 수 있다.

이 현상을 더 명확히 보여주기 위해 우선 스트립 가진에 대한 평균 속도와 음향파워를 각각의 주파수마다 파수에 대해 적분하여 Fig. 7.32(a)와 Fig. 7.32(b)에 비교하였다. 이 두 결과로부터 얻은 방사효율을 Fig. 7.32(c)에 나타내었다. 패널 구조물과 내부공기 사이의 상호작용은 400 Hz 이하의 주파수 영역과1 kHz 주변의 주파수 영영에서

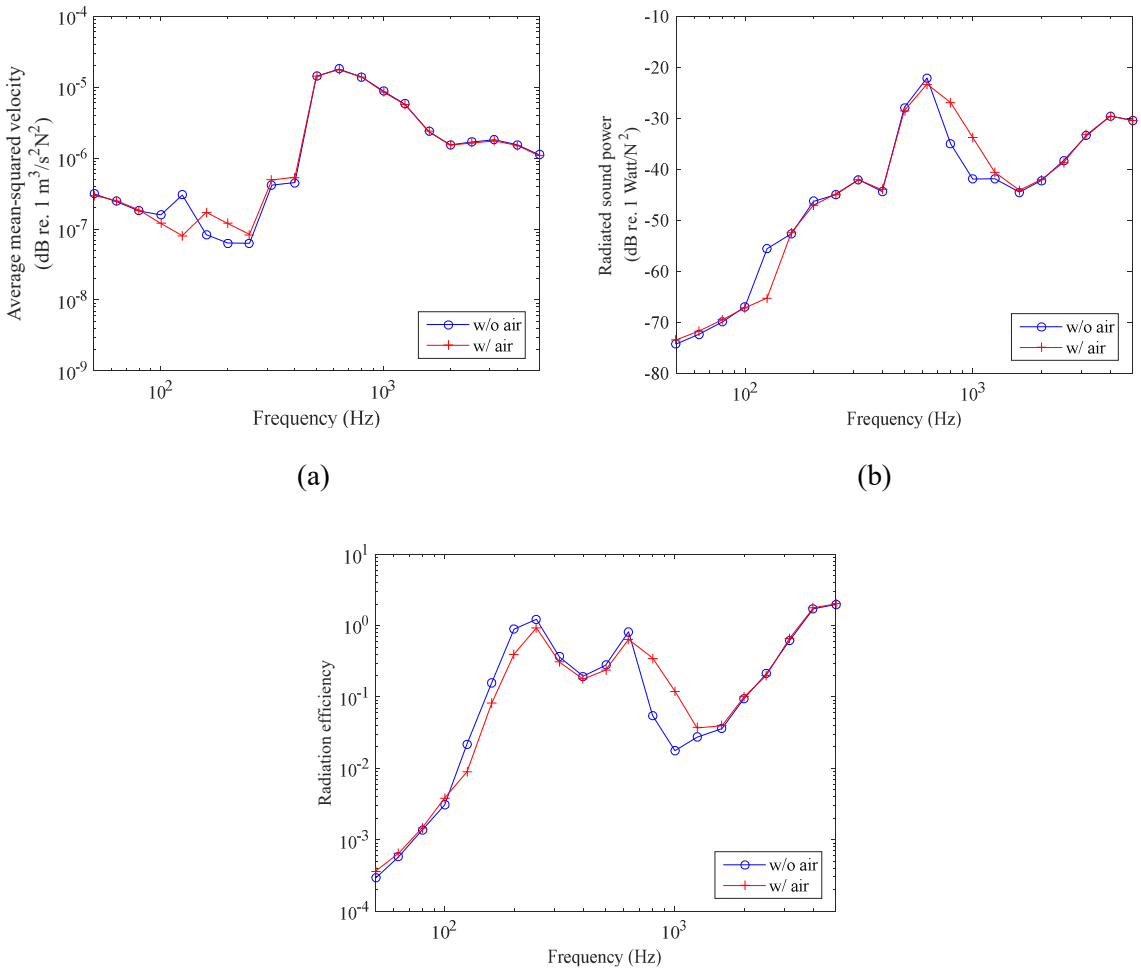
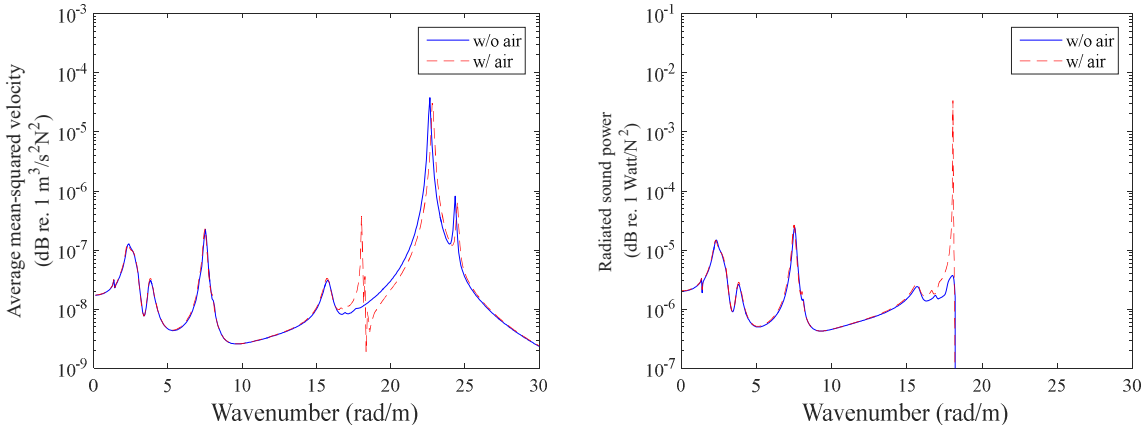
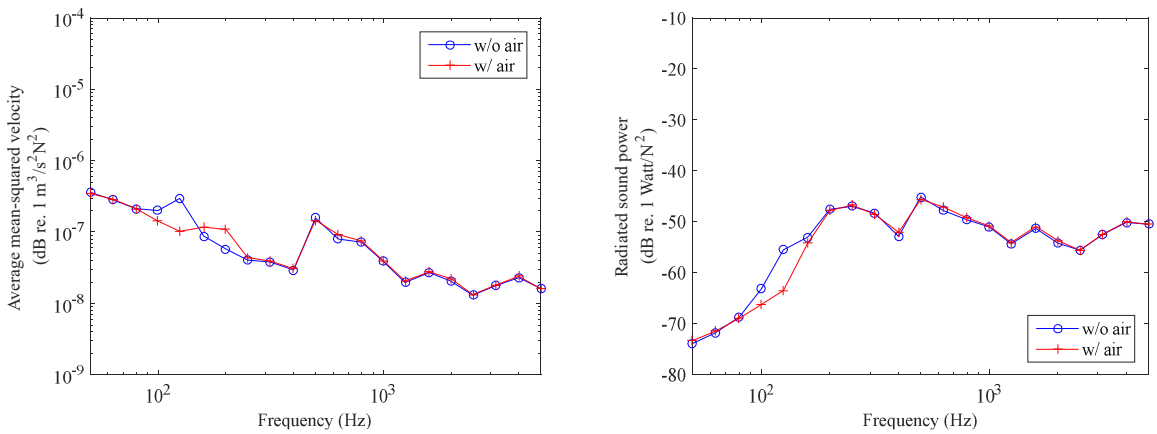


Fig. 7.32. Comparison of (a) the averaged mean-squared velocity, (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency with the air cavity, predicted from P1 (or P2).

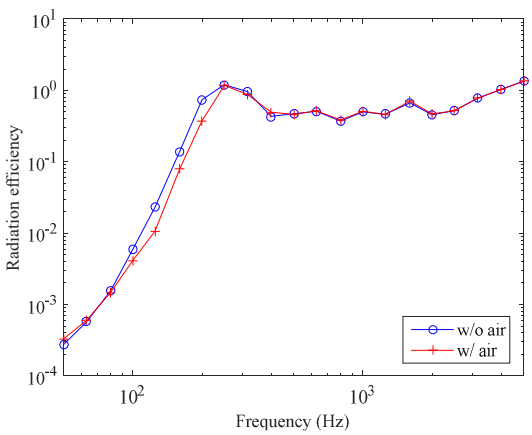


(a) (b)

Fig. 7.33. (a) The average mean-squared velocity and (b) radiated sound power of the panel with and without air-filled cavity against wavenumber at 1 kHz for the strip excitation.



(a) (b)



(c)

Fig. 7.34. Comparison of (a) the averaged mean-squared velocity, (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency with the air cavity, predicted from P4.

발생하는 것을 알 수 있다. 400 Hz이하에서는 패널의 전체적 파동 모드가 음파와 강한 상호작용을 일으키기 때문에 방사효율이 약 3 dB 감소한다. 한편 1 kHz 주변에서는 방사효율이 내부 공기 효과에 의해 약 10 dB 증가한다. 이에 대해 자세히 살펴 보기위해 1 kHz에서 내부 공기 유무에 대한 패널의 파수 영역 응답을 Fig. 7.33에 나타냈다. Fig. 7.33(a)를 통해 1 kHz에서 음향파수에 해당하는 18 rad/m 주변에서 내부공기에 의한 상당한 속도의 변화가 있는 것을 알 수 있다. 하지만 파수영역 응답을 전체 파수범위에 대해 적분했을 때 내부공기 유무에 따른 평균속도는 거의 같게 된다. 하지만 음향파워의 경우에는 Fig. 7.33(b)에 나타낸 것처럼 음향파수 보다 높은 파수에서는 음향방사가 거의 일어나지 않으므로 전체 파수범위에 대해 적분했을 때 내부공기에 의해 음향파워가 상당히 증가하게 되므로 방사효율이 증가한다.

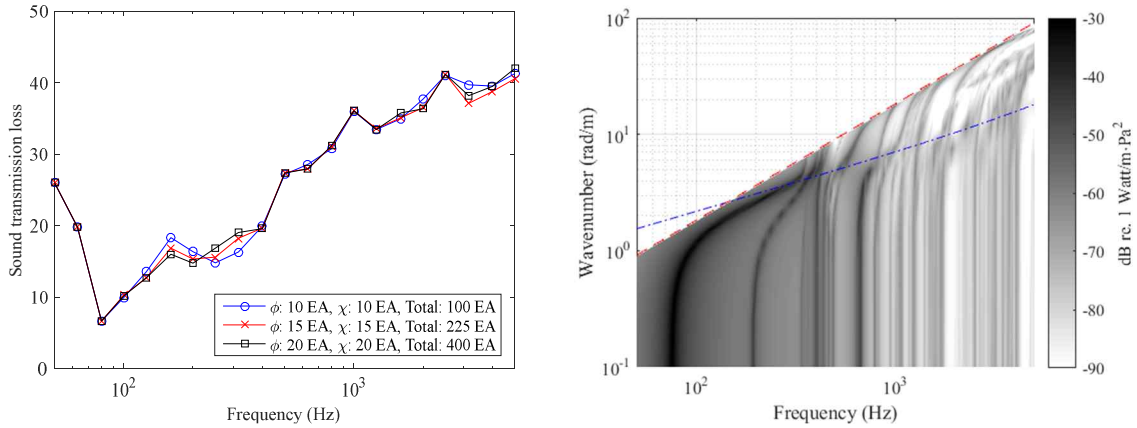
한편 보강재 가진에 대한 평균 속도, 음향파워, 방사효율은 Fig. 7.34에 나타내었다. 400 Hz이하에서는 패널의 전체적 파동 모드가 음파와 강한 상호작용을 일으키기 때문에 방사효율이 약 3 dB 감소한다. 하지만 보강재 가진의 경우에는 진동 응답이 대부분 등가 평판의 수직방향 굽힘 파수 보다 낮은 파수에 집중되고 있기 때문에 고주파수 영역에서는 내부공기에 의한 패널의 응답의 변화는 거의 없다.

7.4 WFE/BE 방법을 이용한 음향 투과손실 해석

본 절에서는 WFE/BE 방법을 이용해서 음향 투과손실을 해석하고 그 특성에 대해 살펴본다. 임의로 100개의 입사파가 단순지지 경계조건을 갖는 무한길이의 압출 패널에 가진 된다고 가정하고 음향 투과 특성을 살펴본다. 그 후 입사파의 개수, 경계조건, 구조물 댐핑, 내부 공기에 의한 음향 투과 특성 변화에 대해 자세히 알아본다. 마지막으로 음향 투과 손실 검증과 비교를 위해서 실험에서 사용된 실제 평판과 동일한 1.5 m 길이를 가지는 윈도우 함수를 적용한 결과에 대해서도 살펴본다.

7.4.1 압출 패널의 음향 투과손실 특성

입사파의 개수에 따른 음향 투과손실 수렴을 확인하기 위해 세개의 다른 개수에 대한 음향 투과손실 결과를 비교하였다. ϕ와 χ를 각각 12° 부터 90°까지 10개, 15개, 20개씩 등간격으로 나누어 총 100개, 225개, 400개의 입사파를 설정하였다. 주파수마다



(a) (b)

Fig. 7.35. (a) Predicted STLs through the extruded panel and (b) image plot of the transmission coefficient $\tau(\chi)$ for simply supported boundary conditions against frequency and wavenumber.

입사파의 개수 당 연산시간은 100 개 일 때 약 45 초, 225 개 일 때 95 초, 400 개 일 때 170 초이다. Fig. 7.35 에 나타낸 결과를 보면 입사파 개수의 증가로 인한 음향 투과손실의 변화는 3 dB 이내로 그다지 큰 차이는 보이지 않는 것을 알 수 있다. 본 연구에서는 계산 효율을 높이기 위해서 이 후 결과에서는 총 100 개의 결과를 사용한다. 압출 패널의 음향 투과 특성을 Fig. 7.35(a)에 나타냈다. Fig. 7.35(a)를 보면 음향 투과는 약 80 Hz 에서 가장 잘되며, 이 주파수는 첫번째 cut-on 주파수에 해당된다. 이 주파수 이후에는 음향 투과 손실이 점점 증가한다.

각 파동의 음향 투과에 대한 기여도에 대해 살펴보기 위해 주파수 파수 영역에 대한 투과계수($\tau(\chi)$)를 이미지 그림으로 Fig. 7.35(b)에 나타냈다. Fig. 7.35 (b)의 $\tau(\chi)$는 식(2.96)에서 ϕ 의 적분으로만 계산되었다. 등가 평판의 수직방향 굽힘 파동 또한 Fig. 7.35 (b)에 함께 나타냈다.

7.4.2 압출 패널 구조물의 경계 조건 변화가 음향 투과손실에 미치는 영향

경계조건의 변화에 따른 음향 투과손실의 변화는 Fig. 7.36에 나타냈다. 자유단 경계조건을 갖는 경우는 400 Hz 이하의 주파수 영역에서 나머지 두 경계조건의 음향 투과손실 결과와 다른 경향을 보였다. 분산선도(Fig. 7.6(b))도 살펴볼 수 있듯이 400 Hz 이하의 저주파수 영역에서 평판의 전체가 움직이는 전체 모드의 파동이 발생하기 때문이다.

한편 단순지지 경계조건과 고정지지 경계조건의 차이는 120 Hz 이하의 주파수 영역에서 크게 나타난다. 이 주파수는 고정지지 경계조건의 첫번째 cut-on 주파수에 해당되며 이는 분산선도(Fig. 7.6(c))를 통해 확인할 수 있다. 120 Hz 이하의 저주파수 영역에서는 고정지지 경계조건의 음향 투과 손실이 15 dB에서 최대 25 dB 까지 더 높게 나타나는 것을 확인 할 수 있었다.

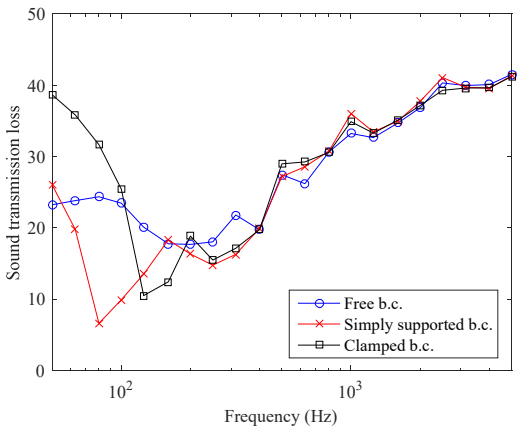
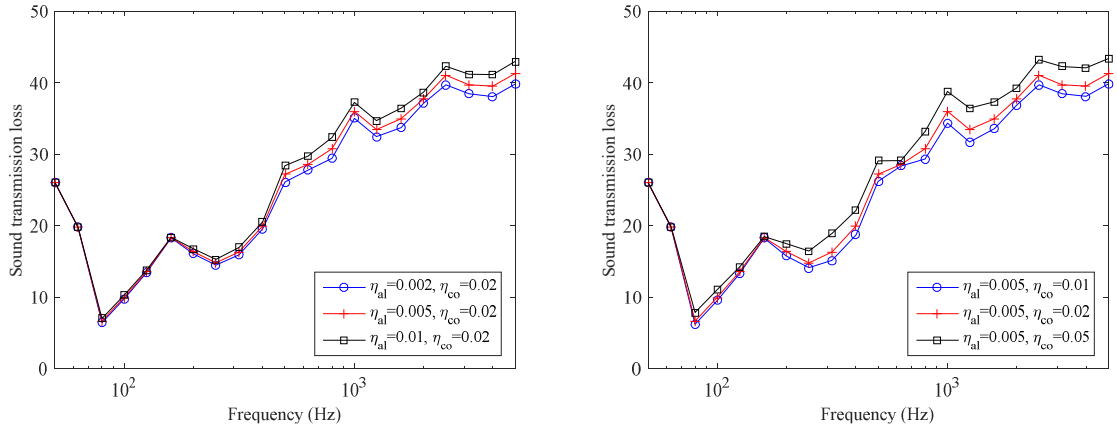


Fig. 7.36. The STLs with free, simply supported and clamped boundary conditions.

7.4.3 압출 패널 구조물의 댐핑 변화가 음향 투과손실에 미치는 영향

구조물 댐핑의 변화에 따른 음향 투과손실 변화는 Fig. 7.37에 나타냈다. 우선 알루미늄의 감쇠손실계수를 증가가시킨 경우, 첫번째 cut-on 주파수인 80 Hz 이상의 주파수 영역에서 음향 투과손실이 증가하는 경향을 보였으며 여러 파동이 중첩되어 있는 주파수영역에서 댐핑의 효과가 크게 작용하는 것을 알 수 있다. 한편 합성판의 감쇠손실



(a) (b)

Fig. 7.37. The effects of damping loss factors of (a) aluminium and (b) compound on the STLs.

계수를 증가시킨 경우, 알루미늄의 감쇠손실계수를 증가시킨 경우와 유사하게 나타났다.

7.4.4 압출 패널 구조물의 내부 공기가 음향 투과손실에 미치는 영향

상부와 하부 평판 사이에 존재하는 내부공기의 유무에 따른 음향 투과손실을 Fig. 7.38에 나타내었다. 이 비교를 통해 내부 공기의 효과는 전체 주파수 영역에서 크지 않은 것을 알 수 있었다. 이는 내부공기의 유무에 따른 분산선도의 변화를 통해 설명될 수 있다. 약 350 Hz 이하에서 패널 구조물의 파수는 음향파수보다 낮은 곳에 있다. 이는 내부 공기가 구조물의 파동과 큰 상호작용이 없는 것을 의미한다. 게다가 고주파수 영역에서는 내부 공기와 패널 구조물 사이의 연성은 상대적으로 약하다. 이것은 상부와

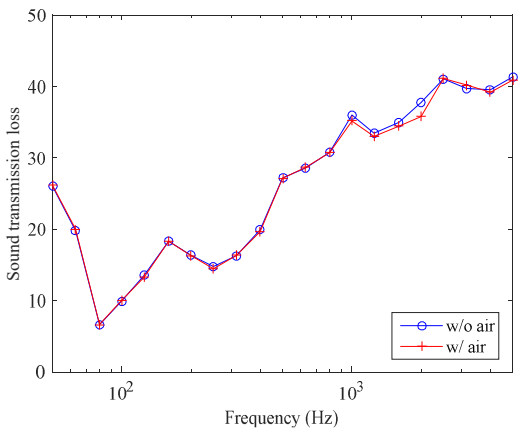


Fig. 7.38. The STL without and with air cavity.

하부 평판이 내부 보강재들에 의해 견고하게 연결되어 있는 구조를 가지기 때문이다. 결론적으로 이는 내부 공기가 음향 투과에 미치는 영향은 무시될 수 있음을 보여준다. 이 결과를 토대로 모델의 크기를 줄이고 연산 시간을 절약하기 위해 추후 음향 투과 계산에서는 내부 공기를 무시한다.

7.4.5 공간 윈도우 함수를 적용한 압출 패널의 음향 투과손실

본 절에서는 3.5.2절에서 살펴본 공간 윈도우 함수를 압출 패널의 음향 투과손실에 적용하려 한다. 공간 윈도우 함수로는 직사각형 윈도우와 Hanning 윈도우를 채택하였다. 윈도우 길이로는 1.5 m와 3 m의 길이를 채택하였다.

우선 1.5 m의 직사각형 윈도우를 수직 입사($\phi = 90^\circ$, $\chi = 90^\circ$)와 경사 입사 ($\phi = 90^\circ$, $\chi = 45^\circ$)에 적용했을 때 음향 투과 손실 결과를 Fig. 7.39에 나타냈다. 경사 입사의 경우 수직 입사의 경우보다 윈도우 효과가 더 큰 것을 알 수 있고 주파수가 증가할수록 윈도우 효과는 작아 지는 것을 확인할 수 있다.

3.5.2절의 식(3.33)에서 살펴본 것처럼 윈도우는 입사 음압에 한번, 투과된 평판의 속도에 한번 총 두 번 적용된다. 입사 음압에 적용되기 전과 후의 파워의 비($\Pi_{i,w}/\Pi_i$), 투과된 속도에 적용되기 전과 후의 파워의 비($\Pi_{t,ww}/\Pi_{t,w}$)를 Fig. 7.40에 나타냈다. Fig. 7.40(a)는 수직 입사에 대한 결과이고 Fig. 7.40(b)는 경사 입사에 대한 결과이다. 입사

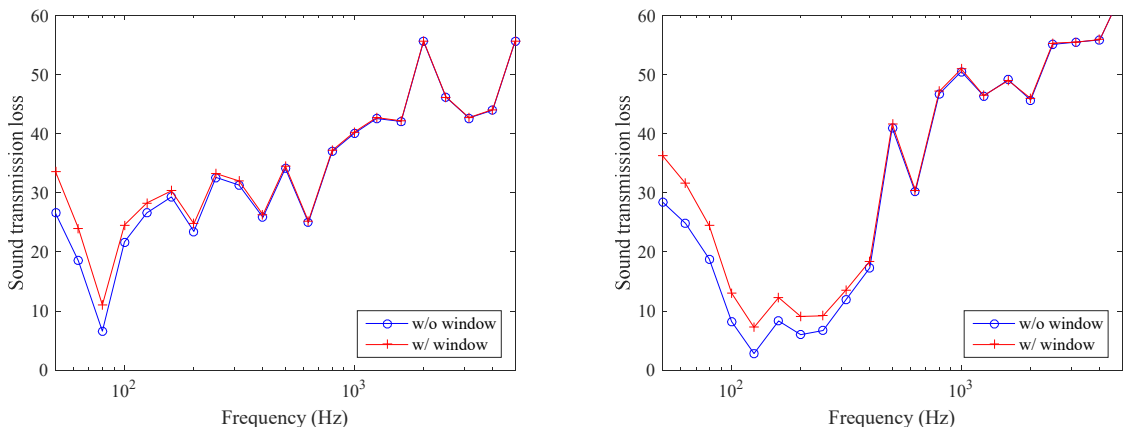
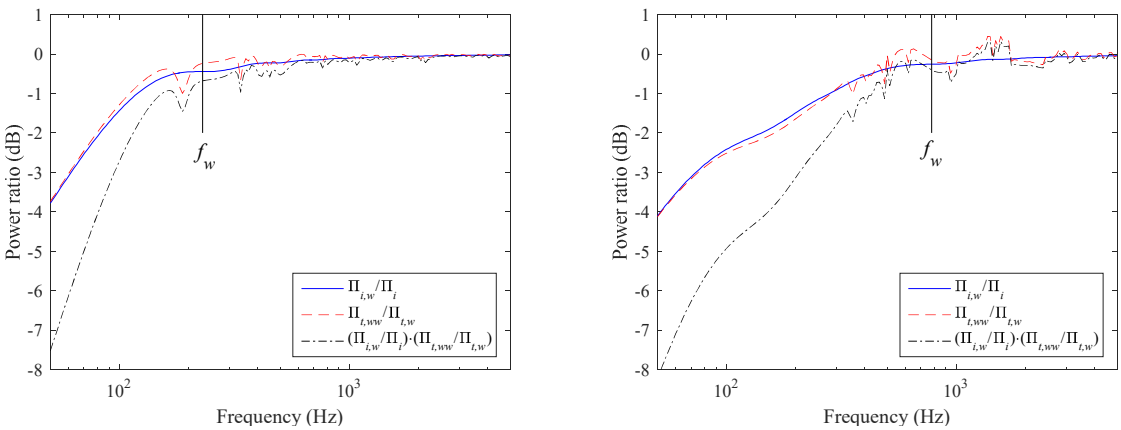


Fig. 7.39. The STL without and with window by (a) normal incidence ($\phi = 90^\circ$, $\chi = 90^\circ$) and (b) oblique incidence ($\phi = 90^\circ$, $\chi = 45^\circ$).

음압에 적용되기 전과 후의 파워의 비와 투과된 속도에 적용되기 전과 후의 파워의 비는 경향은 서로 비슷하지만 투과된 속도에 적용되기 전과 후의 파워의 비는 작은 피크들이 나타났다. 그 이유는 투과 속도에 윈도우가 적용된 후의 파워를 계산할 때 투과 음압은 식(3.32)를 통해 계산되는데, 이때 H, G 행렬의 효과로 인해 나타나는 현상이다. 윈도우의 영향은 50 Hz에서 가장 크게 나타난다. 수직 입사일 때 7 dB 이상 파워를 낮추었고 Fig. 7.40(b)의 경사 입사에서는 약 8 dB 정도 파워를 낮추었다. 경사 입사의 경우 수직 입사보다 위도우의 영향이 더 크며 주파수가 증가할수록 윈도우의 효과가 작은 경향을 보였다.

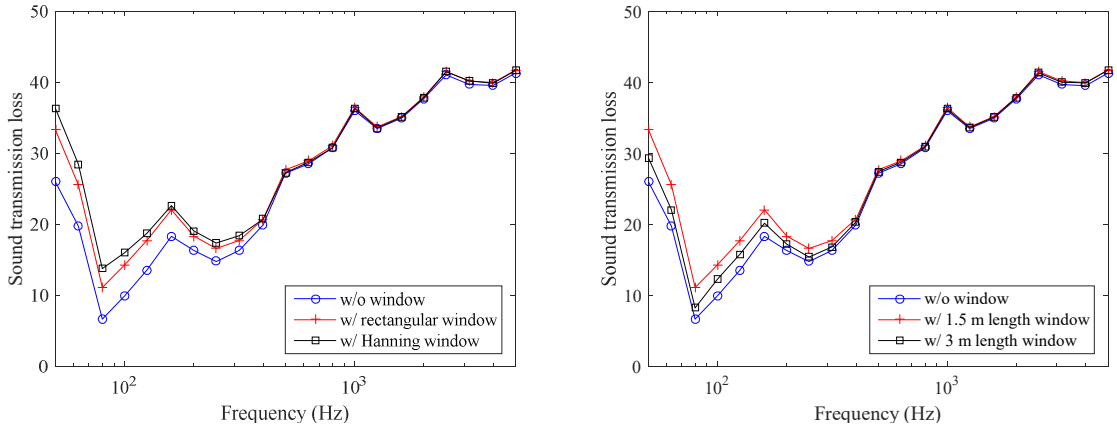
한편 파수영역에서 윈도우 함수의 주엽(main lobe)이 처음 0 이 되는 파수는 $\kappa = 2\pi/L_w$ 이며 이 윈도우 함수가 합성곱의 형태로 입사음압과 투과속도에 적용되고 나서는 $\kappa = 2\pi/L_w + k_x$ 의 파수에서 0이 된다. 이 파수와 음향 파수가 같아지는 주파수는 다음식으로부터 계산될 수 있다.

$$
\begin{aligned}
k_a &= 2\pi/L_w + k_x \\
\frac{2\pi f_w}{c_0} &= 2\pi/L_w - \frac{2\pi f_w}{c_0}\cos\chi \\
f_w &= \frac{c_0}{L_w(1-\cos\chi)},
\end{aligned}
\tag{6.12}
$$



(a) (b)

Fig. 7.40. The power ratio before and after windowing effects by (a) normal incidence ($\phi = 90^\circ$, $\chi = 90^\circ$) and (b) oblique incidence ($\phi = 90^\circ$, $\chi = 45^\circ$).



(a) (b)

Fig. 7.41. The STLs (a) with rectangular and Hanning windows and (b) with 1.5 m and 3 m length rectangular windows.

윈도우의 길이가 1.5m 인 경우에 이 주파수는 수직 입사일 때 약 230 Hz 이고 경사 입사($\chi = 45°$)에서는 780 Hz 이다. 이 주파수를 Fig. 7.40에 나타냈다. Fig. 7.40를 통해 이 주파수 이후에 윈도우에 의해 감소되는 파워는 약 1 dB 이내로 작아지는 것을 알 수 있다.

공간 윈도우가 확산 음장에서의 음향 투과손실에 미치는 영향은 Fig. 7.41를 통해 살펴볼 수 있다. 직사각형 공간 윈도우와 Hanning 공간 윈도우를 적용한 음향 투과손실 결과는 Fig. 7.41(a)에 나타냈다. 전체적 파동 모드의 영향이 지배적인 400 Hz 이하의 저주파수 영역에서는 직사각형 공간 윈도우가 음향 투과손실을 약 7 dB 까지 증가시켰다. 하지만 400 Hz 이상의 주파수 영역에서는 공간 윈도우의 효과는 거의 없었다. 이는 유한길이를 가지는 압출 패널이 스트립 모드를 가지는 파동이 cut-on 된 이후 주파수부터는 무한길이를 가지는 패널로 간주해도 무방 할 수 있다는 뜻이다. Hanning 윈도우를 적용한 경우는 직사각형 윈도우를 적용한 경우보다 음향 투과손실을 약 2 dB 정도 더 증가시켰다. Fig. 7.41(b)에서는 윈도우의 길이가 1.5 m 에서 3 m 로 2배 증가 했을 때 음향 투과손실의 변화를 살펴보았다. 윈도우 길이가 3 m 로 길어지는 경우 약 200 Hz 이후부터 윈도우의 효과가 거의 없다. 또한 200 Hz 이하의 저주파수 영역에서도 약 3 dB 이내의 차이만 보였다.

직사각형 공간 윈도우와 Hanning 공간 윈도우의 차이는 거의 없으므로 직사각형 공간 윈도우를 적용한 음향 투과손실 결과를 실험결과와 비교할 것이다.

7.5 WFE/BE 수치 해석의 검증

이번 절에서는 WFE/BE를 이용해 계산한 수치해석 결과들이 유한 길이의 압출 패널의 실험 결과와 비교된다. 실험에 사용된 압출패널은 Fig. 7.1에 나타냈고 이 패널의 길이는 1.5m이다. 방사효율과 음향 투과손실의 실험은 서로 다른 실험 환경에서 수행되었다.

7.5.1 가진점 모빌리티 비교

이번 절에서는 수치 해석된 압출 패널의 가진점 모빌리티와 Zhang 외 다른 연구자들[12]에 의해 측정된 가진점 모빌리티를 비교한다. 그들은 탄성줄을 이용해

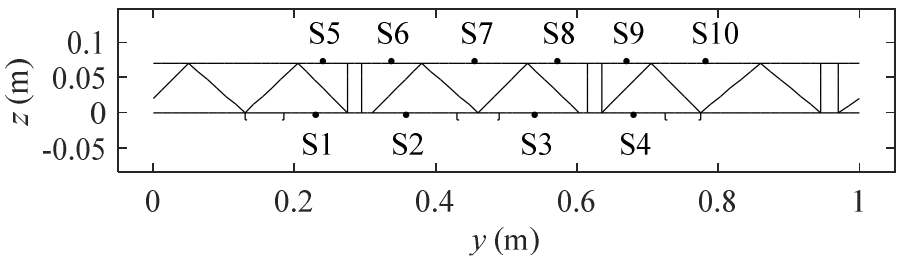
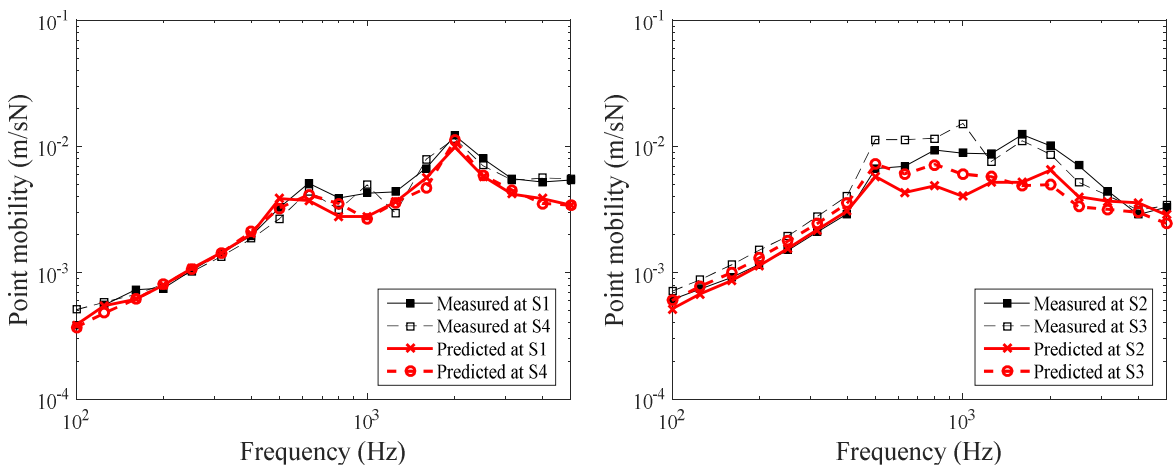
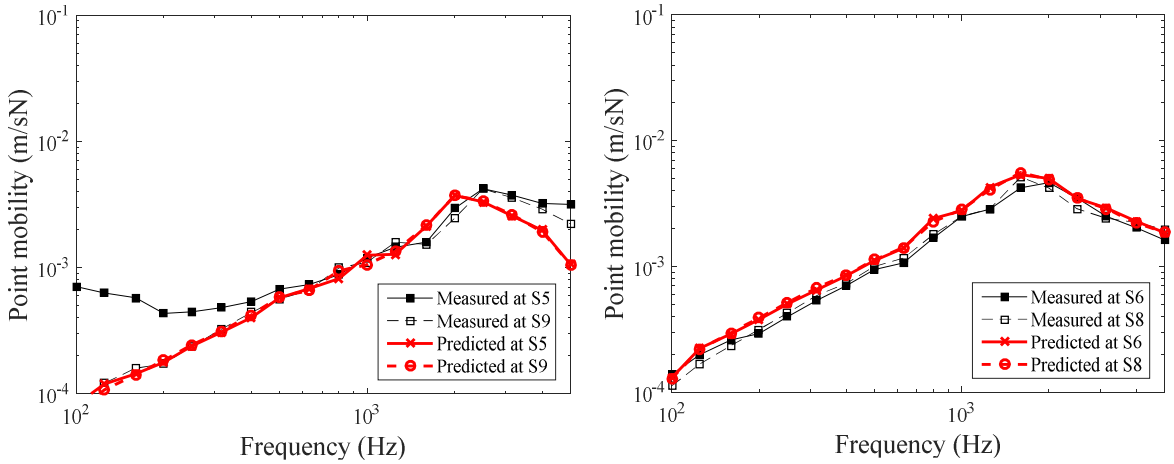


Fig. 7.42. The cross section of the panel and measured points for the point mobilities [12].

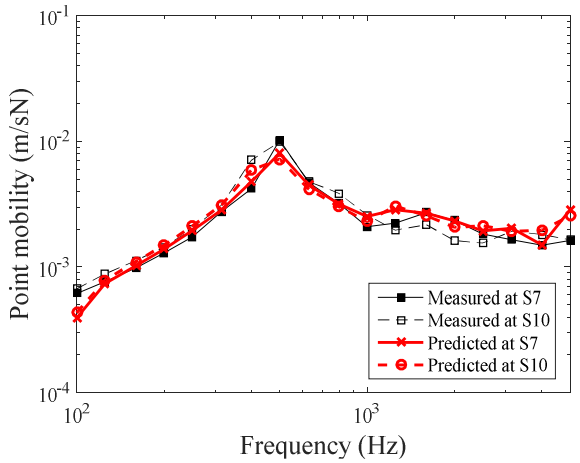


(a) (b)

Fig. 7.43. Comparison of point mobilities obtained from numerical simulation and experiments at (a) S1 and S4, and (b) S2 and S3 on the bottom plate.



(a) (b)



(c)

Fig. 7.44. Comparison of point mobilities obtained from numerical simulation and experiments at (a) S5 and S9, (b) S6 and S8, and (c) S7 and S10 on the top plate.

패널을 매달아 자유단 경계조건과 유산한 경계조건을 구현하였고 임팩트 망치와 가속도계를 이용해 가진점 모빌리티를 측정하였다. 측정된 위치는 Fig. 7.42에 나타냈다. S1부터 S4 까지는 바닥면의 외부 보강재와 내부 보강재 사이의 중앙에 위치해 있고 S5부터 S10까지는 상부 평판의 인접한 두 내부 보강재 사이의 중앙에 위치해 있다. 모든 측정점은 패널 길이방향의 한쪽 끝으로부터 1/5 정도 떨어진 곳에 위치한다.

S1과 S4는 유사한 기하학 조건(베이의 폭, 외부 보강재의 위치)을 갖고 있으므로 S1과 S4에서의 가진점 모빌리티는 Fig. 7.43(a)에 함께 나타냈다. 이 두 위치에서의

수치해석 결과는 전 주파수 영역에서 실험결과와 잘 일치한다. Fig. 7.43(a)에서 가진점 모빌리티는 600 Hz와 2 kHz에서 피크가 나타난다. 이 주파수는 각각 두 인접한 내부 보강재로 국한되는 베이의 첫번째, 두번째 모드의 cut-on 주파수이다. 반면에 S2와 S3에서의 수치해석과 실험결과는 Fig. 7.43(b)에 나타냈다. 수치해석 결과는 400 Hz 이하의 저주파수영역에서는 잘 일치 했지만 500 Hz 부터 2.5 kHz 사이에서는 약 8 dB 정도 낮았다. 하지만 그 이유에 대해서는 명백히 규명되지 않았다.

S5부터 S10까지 가진점 모빌리티 예측결과와 실험결과는 유사한 기하학적 조건을 갖는 가진점끼리 분류되어 Fig. 7.44에 비교 되었다. S5와 S9의 가진점 모빌리티 예측결과와 실험결과는 Fig. 7.44(a)에 비교되었다. S5와 S9가 위치한 베이는 서로 거의 같은 기하학적 조건 (스트립의 폭과 가진점의 위치) 때문에 두 가진점 모빌리티의 결과는 유사할 것이라고 추측 가능하다. 하지만 S5의 실험결과는 315 Hz 아래에서 수치해석과 큰 차이를 보여, 실험결과에 에러가 있는 것처럼 보였다. Fig. 7.44(b)에 나타낸 S6과 S8, Fig. 7.44(c)에 나타낸 S7와 S10의 수치해석 결과와 실험결과는 서로 잘 일치했다. Fig. 7.44에 나타나는 피크 응답에 해당하는 주파수는 측정점이 속해 있는 베이의 첫번째 파동 모드가 나타나는 cut-on 주파수 이다.

7.5.2 방사효율 비교

Müller는 압출 패널의 진동을 측정하기 위해 Fig. 7.45과 같이 탄성 로프를 이용해 패널을 수직으로 매달았다. 쉐이커를 이용해 패널을 가진 하였으며 이 쉐이커는 외력 변환기(force transducer)에 연결된 가느다란 막대 스팅어(stinger)를 통해 패널에 부착되었다. 이는 패널에 오직 한 방향으로만 외력이 가진 되게 만들어 회전에 대한 외력이 가해지는 것을 방지한다. 평균속도의 측정은 스캐닝 레이저 진동계(scanning laser vibrometer)를 통해 이루어 졌다. 패널의 음향 파워는 잔향실에서 공간적으로 평균화된 음압을 측정함으로써 얻을 수 있다. 잔향실에 패널을 배치함으로써 잔향실 내부 벽과 패널 사이의 연성효과를 무시할 수 있었다.

실험에서는 6.3절에서 살펴본 것과 마찬가지로 두가지 유형의 가진 점이 하부 평판에 가해진다. 하나는 베이(스트립)의 가운데 부분이고 다른 하나는 내부 보강재가 연결된 곳이다. 상세한 가진점의 위치는 Fig. 7.46에 표시 되어있고 좌표는 Table 7.2에 나열되어 있다.

Fig. 7.45. Experimental setting for the sample extruded panel [34].

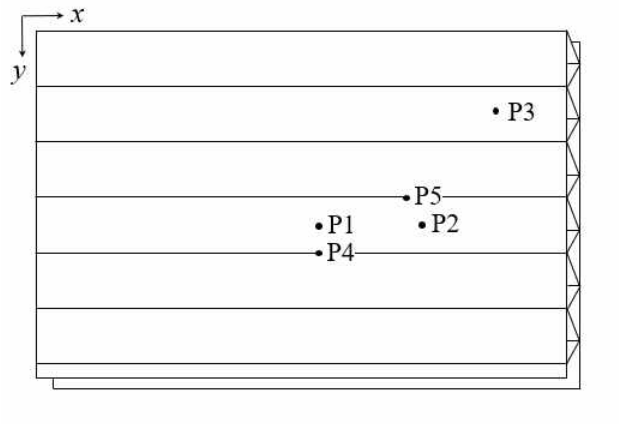
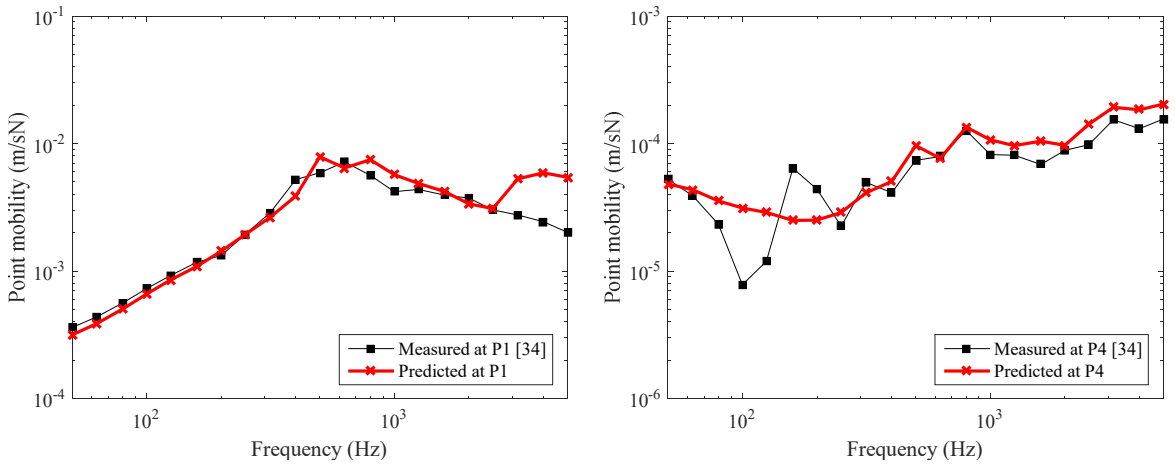


Fig. 7.46. The locations of five excitation points applied on the bottom plate.

Table 7.2. The coordinates of excitation points represented in Fig. 7.46. (The origin is at the top left-hand corner of the plate.)

Excitation point	x (m)	y (m)
P1	0.78	0.528
P2	1.10	0.528
P3	1.32	0.207
P4	0.78	0.635
P5	1.05	0.460



(a) (b)

Fig. 7.47. Comparison of point mobility obtained from numerical simulation and experiments [34] for (a) strip excitations at P1 and (b) stiffener excitations at P4.

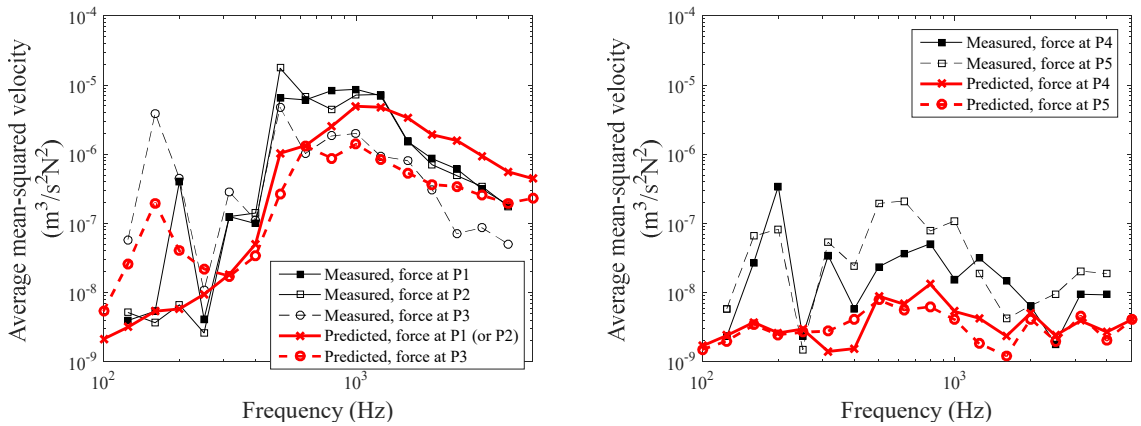
P1(스트립 가진)과 P4(보강재 가진)에 대한 가진점 모빌리티 실험은 Xie에 의해 수행되었으며 참고문헌[34]에 자세히 기술되어 있다. Xie는 Müller가 수행한 실험과 동일한 조건하에 압출패널의 진동을 측정하였다. Fig. 7.47은 스트립 가진(P1)과 보강재 가진(P4)의 가진점 모빌리티의 실험결과와 수치해석 결과를 비교한 그림이다. 스트립 가진의 수치해석에서 첫번째 피크와 두번째 피크의 주파수는 각각 베이의 1차, 3차모드 파동의 cut-on 주파수에 해당한다. 스트립 가진의 경우 3 kHz 이상의 고주파수 대역을 제외한 전 주파수 영역에서 실험결과와 수치해석 결과가 일치하는 것을 볼 수 있다. 3kHz 이상의 고주파수 대역에서 측정 데이터는 스팅어로 인해 가진력이 감소하기 때문에 신뢰성이 떨어진다. [34] 이로 인해 실험결과와 수치해석 결과가 차이를 보이는 것이라 추측된다. 보강재 가진의 경우 실험결과에서 나타나는 첫번째 딥과 피크는 각각 100 Hz와 160 Hz 이다. [34] 이는 유한 패널의 비틈 모드와 첫번째 굽힘 모드에 해당하는 주파수(각각 130 Hz, 180 Hz in narrow band)이다. 수치해석 결과는 실험결과와 비슷한 레벨을 갖지만 유한 패널에서 나타나는 피크들이 나타나지 않는 것을 확인할 수 있다.

방사효율의 실험에서 패널의 왼쪽 편을 와이어로 연결해서 패널을 매달았다. 이로 인해 완전한 자유단 경계조건을 구현할 수 없는 관계로 하부 평판의 왼쪽 첫번째 베이는 평균진동은 스캔 영역에서 제외되었다. 이를 수치해석 계산에서도 반영하기 위해 하부 평판의 왼쪽 첫번째 베이의 폭 만큼(0.13m) 상부 및 하부 평판의 평균진동 계산에서 제외되었다. 음향파워의 계산에서도 줄어든 폭에 대해 파워를 계산했다.

패널의 평균 속도 수치해석 결과는 실험 결과와 함께 Fig. 7.48에 나타냈다. 참고문헌[22]에는 압출패널의 길이방향 모드가 400 Hz 이전에서 나타난다고 명시되어있다. 유한길이 패널의 공진 주파수는 Table 7.3에 나열되어 있다. Table 7.3에서 m 과 n 은 각각 x 방향과 y 방향 모드 차수를 의미한다. 이 x 방향모드는 수치해석에서는 나타나지 않기 때문에 400 Hz 이하의 이 공진 주파수에서는 예측 결과와 측정 결과에 상당한 차이가 있었다. Fig. 7.48(a)에 나타낸 스트립 가진의 경우, 수치 해석 결과와 실험 결과 모두 400 Hz 부터 평균 속도에 큰 증가를 보였으며 서로 비슷한 경향을 보였다. 하지만 500 Hz 근처에서 10 dB 정도의 낮은 결과를 보였다. 400 Hz 이상에서 P1과 P2의 실험 결과는 P3의 실험결과보다 약 10 dB 정도 높았고, 이 현상은 수치해석에서도 동일하게 나타났다. 이 이유에 대해서는 7장에서 상세하게 다루도록 한다. Fig. 7.48(b)에 나타낸 보강재 가진의 경우에는 예측 결과과 전체 주파수 영역에서 실험 결과보다 훨씬 낮게 나타났다. 보강재 가진에서 차이가 더 큰 이유는 보강재 가진이 주로 파장이 긴 전체적 파동 모드를 만들어내므로 유한 길이에 의해 영향을 많이 받는다.

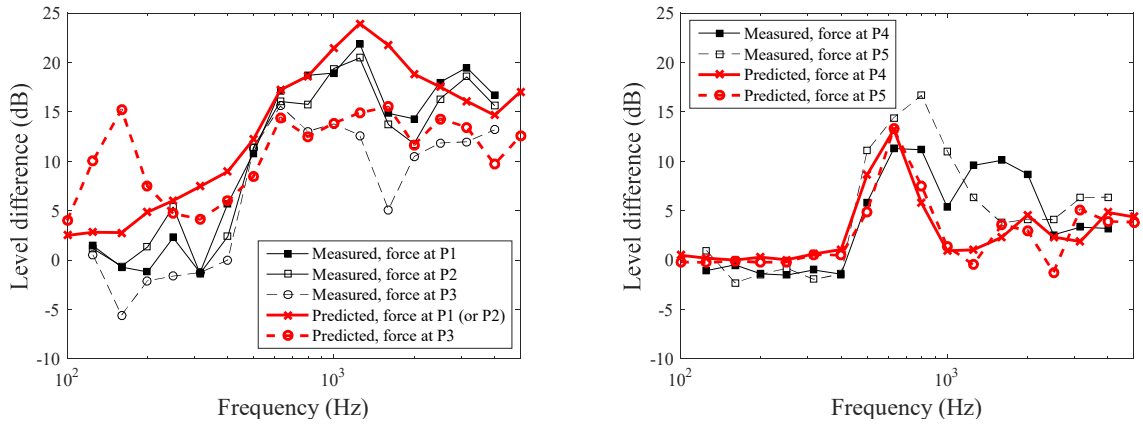
Table 7.3. The resonance frequencies corresponding to the global wave modes [22].

Mode (m, n)	(1, 1)	(2, 0)	(2, 1)	(1, 2)
Frequency (Hz)	154	190	312	384



(a) (b)

Fig. 7.48. Comparison of averaged mean-squared velocity obtained from numerical simulation and experiments for (a) strip excitations at P1, P2 and P3 and (b) stiffener excitations at P4 and P5.



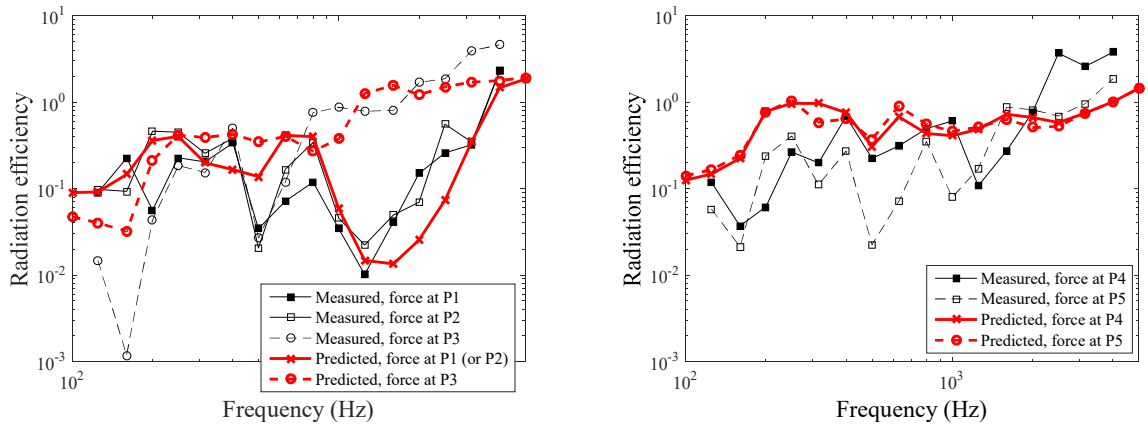
(a) (b)

Fig. 7.49. Comparison of the vibration level difference between the top and bottom plates obtained from numerical simulation and experiments for (a) strip excitations at P1, P2 and P3 and (b) stiffener excitations at P4 and P5.

Fig. 7.49은 압출 패널에서 상부와 하부 평판의 진동 전달률(상부와 하부 평판의 평균진동 사이의 비)를 나타낸 그림이다. Table 7.3에 나타낸 전체적 공진 모드는 상부와 하부 평판이 유사한 진동 수준을 보일 것이기 때문에 x 방향 공진은 진동 전달률에서 보이지 않는다. 스트립 가진의 경우, 수치 해석된 진동 전달률은 국부적인 스트립 모드 파동이 발생하는 400 Hz 이상의 주파수 영역에서는 증가한다. 이러한 경향은 실험결과에서도 마찬가지로 나타난다. 하지만 수치 해석 결과와 실험 결과는 1.25 kHz 근처에서 서로 7 dB 정도 차이가 난다. 반면에 보강재 가진의 경우에는 예측된 진동 수준차이은 400 Hz와 1 kHz 사이를 제외하고는 평균적으로 5dB 이내이다. 이 주파수 영역에서는 Fig. 7.14에 보여지는 것처럼 하부 평판의 진동이 상부 평판의 진동이 더 크기 때문에 진동수준 차이가 더 크다. 실험결과는 수치해석과 비슷한 경향을 보이지만 600 Hz 와 2.5 kHz 사이에서 거의 10 dB 정도 더 큰 레벨 차이를 보인다. 이는 하부 평판의 진동이 수치해석에서 과소 평가되었음을 의미한다. 이러한 차이 중 일부는 측정이 유한 패널에서 수행된 반면 수치해석에선 무한 길이 패널이 사용되었기 때문이다.

방사효율의 실험결과와 수치해석결과는 Fig. 7.50에 비교되었다. 스트립 가진의 경우 두 결과는 일반적으로 유사한 결과를 보인다. 하지만 500 Hz 주변과 1.25 kHz 와 2.5 kHz 사이에서는 상당한 차이를 보인다. 이 차이는 방사효율 계산에서 분모가 되는 Fig. 7.48(a)에 나타낸 평균속도의 차이만큼 발생한다. 그럼에도 불구하고 스트립 가진의 경우

WFE/BE 접근법은 유한 길이 패널의 방사효율을 예측하는데 적용 가능하다고 할 수 있다. 수치 해석 결과와 실험 결과 모두에서 P1 (or P2)의 결과와 P3 결과는 고주파수 영역에서 다른 경향을 보이는데 이 이유에 대해서는 8장에서 자세히 다루도록 한다. 반면에 보강재 가진의 경우 스트립 가진의 경우 보다 더 큰 불일치를 보인다. 이 불일치의 이유로는 보강재 가진이 주로 낮은 파수의 진동을 생성하기 때문 일 수 있다. 따라서 보강재 가진의 경우 WFE/BE 방법으로 예측된 결과는 유한길이 패널에서 측정된 응답과 차이를 보일 수 있다. 그러므로 보강재 가진의 경우 WFE/BE 방법은 스트립 가진의 경우보다는 덜 적합하다고 볼 수 있다.



(a) (b)

Fig. 7.50. Comparison of radiation efficiencies obtained from numerical simulation and experiments for (a) strip excitations at P1, P2 and P3 and (b) stiffener excitations at P4 and P5.

7.5.3 음향 투과손실 비교

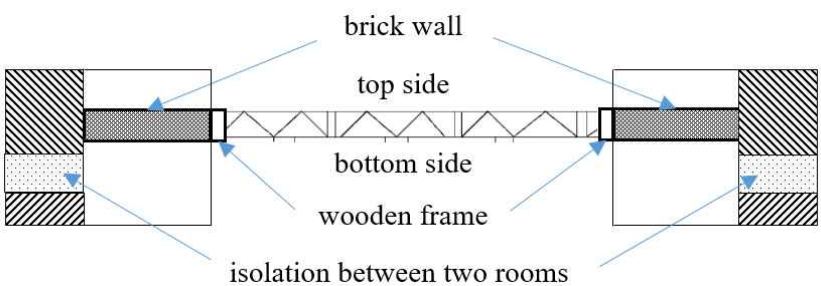


Fig. 7.51. The cross-section of the extruded panel mounted between two rooms.

압출패널의 음향 투과손실 실험은 International Standard, ISO 140 part 3 [37]를 따라 수행되었다. 음향 가진을 위해 근원실 내의 확산 음장은 무작위 화이트 노이즈로 구동되는 라우드 스피커에 의해 구현되었다. 마이크로부터 직접적인 음파의 영향을 줄이기 위해 라우드 스피커의 다이어프램을 벽면을 바라보게 했다. 패널은 Fig. 7.51에 나타낸 것과 같이 목재프레임 내의 두개의 잔향실 사이에 설치되었고 실리콘 고무로 밀봉되었다. 하나의 방은 라우드 스피커를 이용해 가진 되었고 회전 붐에 부착된 음압 마이크를 이용해 각각 방의 공간 평균된 음압을 측정하였다. 더 자세한 실험 설정과 결과 후 처리에 대한 내용은 참고문헌[22]에 나와있다.

동일한 압출패널에 대해서 Nilsson 외 여러 연구자들은 [23] 패널을 무향실과 잔향실에 설치해 음향 투과손실을 측정했다. 이 결과와 두 잔향실 사이에 설치해 측정한 음향 투과손실 결과[22] 모두 비교한다. WFE/BE 해석에서는 직사각형의 공간 윈도우 함수를 적용한 단순지지 경계조건과 고정지지 경계조건을 가진 패널에 대한 두가지 결과를 함께 비교한다. 음향 투과손실 예측에서 Fig. 7.3에 나타낸 감쇠손실계수를 다시 사용했다. 특히 저주파수영역에서 벽에 설치된 패널의 실제 댐핑은 다를지도 모르지만 벽에 설치된 패널의 댐핑은 측정되지 않았다.

음향 투과손실 수치해석과 실험결과는 질량 법칙의 근사식에 의한 결과와 함께 Fig. 7.52에 비교되었다. 참고문헌[23]에서 측정된 음향 투과손실은 300 Hz 이상에서 참고문헌[22]에서 측정된 음향 투과손실 보다 약 2 dB 더 높다. 질량 법칙의 음향 투과손실은 실험결과보다 저주파수영역에서 약 5 dB 정도 높고 주파수가 증가함에 따라 그 차이가 점점 증가한다. 질량 법칙에 의한 음향 투과손실은 복잡한 형상의 패널에 대한 음향 투과손실을 예측하는 데는 적합하지 않다는 것을 보여준다. Fig. 7.52를 통해 수치해석 결과에서 가장 낮은 음향 투과손실은 150 Hz에서 발생하는 것을 알 수 있지만 Fig. 7.6(b)에서도 확인할 수 있듯이 단순지지에서 첫번째 cut-on 주파수는 약 87 Hz이다. 일반적으로 주파수에 따라 일정한 댐핑을 갖는 단순 평판은 첫번째 cut-on 주파수에서 가장 낮은 음향 투과손실을 갖지만 압출패널은 이 주파수에서 높은 댐핑 값을 가지므로 (Fig. 7.3 참조) 음향 투과손실이 최소값을 가지지 않는다. 단순지지와 고정지지 경계조건에 대한 WFE/BE 결과는 125 Hz 이상에서 약 3~5 dB 차이는 있지만 대체적으로 실험 결과와 유사한 경향을 보인다.

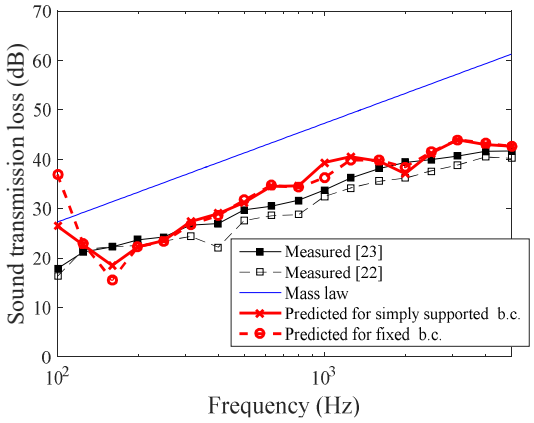


Fig. 7.52. Comparison of STLs obtained from the numerical simulation and experiments.

7.6 요약

본 장에서는 복잡한 형상을 갖는 평판의 진동 및 소음 특성에 대해 살펴보았다. 평판 모델은 철도차량 바닥에 사용되는 압출 패널을 택하였으며 압출 방향으로 1.5 m 를 갖는 평판이다. 무한 길이를 갖는 모델의 수치해석 결과와 유한 모델의 실험 결과를 비교하여 수치해석 방법을 검증하였다. 음향 투과손실의 경우 실험에서 압출패널을 두개의 음향 실험실 사이에 설치하였기 때문에 1.5 m 이외의 영역에 베플 경계조건을 적용할 수 있으므로 공간 윈도우 함수를 도입할 수 있다. 따라서 WFE/BE 결과에 공간 위도우 함수를 적용하였다.

우선 기계적 가진의 경우에는 두가지 유형의 가진 위치가 고려되었다. 하나는 스트립 중앙을 가진(스트립 가진)하는 경우이고 나머지 다른 하나는 보강재 위를 가진(보강재 가진)하는 경우이다. 스트립 가진은 고주파수 대역에서 국부적인 파동을 강하게 발생시키는 반면 보강재 가진은 낮은 파수로 제한되는 전체적인 변형을 갖는 파동을 생성하였다. 스트립 가진의 경우 베이의 국부적인 파동과 내부 공기의 상호작용으로 인해 방사효율이 크게 증가하는 경향을 보였지만 보강재 가진의 경우 큰 영향을 주지 못했다.

음향 가진의 경우에는 확산 음장에서의 음향 투과손실이 예측되었다. 160 Hz에서 최소값을 가졌고 주피수가 증가함에 따라 점점 증가했다. 스트립 모드의 파동이 생성되는 주파수에서 약간의 딥이 나타났다. 중고주파수 대역에서는 패널 양단의 경계조건의 변화가 음향 투과손실을 크게 변화시키지 않았다. 방사효율 경향과 유사하게

음향 투과손실에서는 내부 공기의 영향은 거의 없었다. 반면에 공간 윈도우 함수는 400 Hz 이하의 저주파수 영역에서 음향 투과손실을 증가시켰다.

압출패널의 방사효율과 음향 투과손실 예측 결과는 1.5 m 길이의 압출 패널의 실험 결과와 비교되었다. 이 비교로부터 스트립 가진에 대한 방사효율 예측 결과는 보강재 가진에 대한 예측 결과보다 실험 결과와 더 잘 일치하는 것으로 나타났다. 이는 보강재 가진에 의해 생성된 파동이 낮은 파수를 갖기 때문이다. 따라서 보강재 가진의 경우 WFE/BE 해석이 1.5 m 길이의 압출패널에 적합하지 않다. 음향 투과손실의 경우 WFE/BE 결과는 200 Hz 이상의 주파수에서 약 3 dB 이내에서 측정된 결과와 일치한다.

8. 압출 패널의 외부 보강재가 패널의 진동 및 소음 특성에 미치는 영향 해석

Fig. 7.50에서 P1과 P2에 대한 방사효율은 유사한 결과를 보여주는 반면 P3는 고주파수 영역에서 P1이나 P2와는 다른 경향을 보인다. 수치해석에 사용된 가진점 위치 P1(or P2)과 P3는 Fig. 8.1에 나타냈다.

Fig. 8.1에도 보여지듯이 P1(or P2)과 P3가 속해 있는 베이는 서로 기하학적 형상 뿐만 아니라 가진점의 위치(베이의 중앙)도 유사하다. 하지만 베이 외부에 부착된 보강재의 위치가 다르다. 따라서 P1(or P2)과 P3에 대해 방사효율이 다른 경향을 보이는 이유는 외부 보강재의 영향 때문일 수도 있다는 사실을 유추해볼 수 있다. 따라서 이번 장에서는 외부 보강재가 압출 패널의 진동 및 소음 특성에 미치는 영향에 대해 살펴본다.

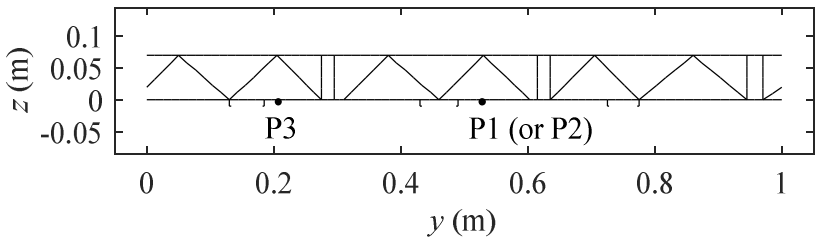
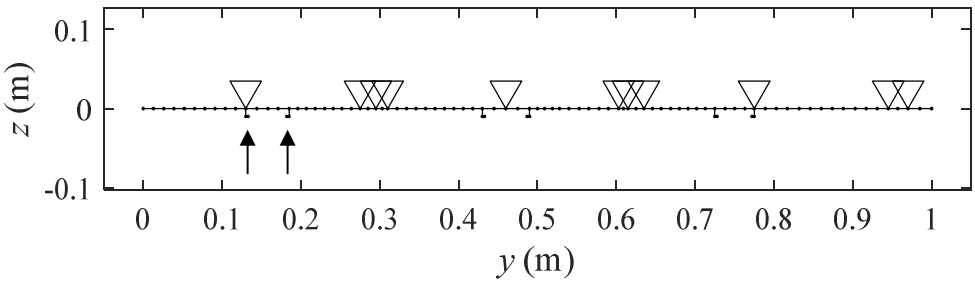


Fig. 8.1. The cross-section model of the extruded panel and location of the point force in the numerical model.

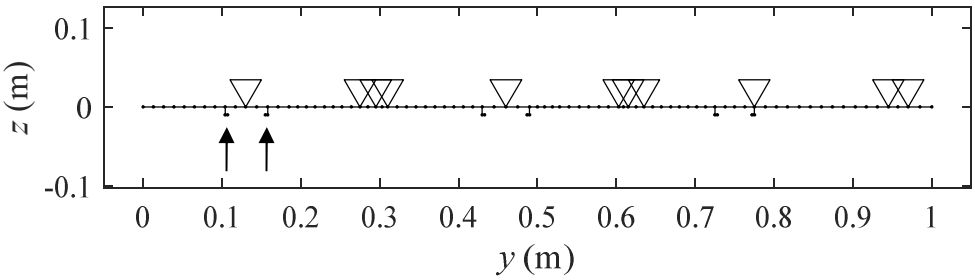
8.1 외부 보강재가 하부 평판의 진동 및 소음 특성에 미치는 영향

7장에서 살펴보았듯이 고주파수 영역에서 점하중에 가진 되는 하부 평판의 응답은 상부 평판에 부착되어 있는 고무 매트의 영향으로 인해 상부 평판의 응답보다 더 크다. 또한 Fig. 7.9(f)와 같이 내부 보강재와 외부 보강재 사이 베이의 국부적인 응답이 고주파수 영역에서 나타나 외부 보강재의 영향이 두드러지게 나타나는 것을 확인할 수 있다. 그러므로 고주파수 영역의 응답을 좀더 명확히 살펴보기 위해 압출 패널의 하부 평판만 따로 모델링 하여 진동 및 소음 특성을 살펴보려 한다.

8.1.1 하부 평판 모델링



(a)



(b)

Fig. 8.2. The cross-sectional models for (a) Type 2 and (c) Type 3.

하부 평판 모델은 아래와 같이 3개를 선택하였다.

Type 1: 외부 보강재가 없는 하부 평판 모델

Type 2: 기존 외부 보강재가 부착된 하부 평판 모델 (Fig. 8.2(a))

Type 3: 재배치된 외부 보강재가 부착된 하부 평판 모델 (Fig. 8.2(b))

압출패널의 하부 평판을 Fig. 8.2와 같이 모델링했다. Fig. 8.2(a)에 나타낸 Type 2 모델의 외부 보강재 위치는 기존 압출 패널에 부착된 위치와 동일하며 Fig. 8.2(b)에 나타낸 Type 2 모델의 왼쪽편 외부 보강재 위치는 중앙에 외부 보강재 위치와 동일하게 모델링 해주었다. (그림의 화살표 참고) 고주파수 영역에서는 내부 보강재가 강벽처럼 작용한다고 알려져 있으므로 하부 평판과 내부 보강재가 연결된 노드들에 단순지지 경계 조건이 적용되었다.

음향 파워를 계산하기 위한 경계 요소 모델은 Fig. 7.4에 나타낸 모델을 사용한다. 하부 평판 구조물만 모델링 되었기 때문에 $z=0$ m에서의 WBE는 WFE와 연성 되어 있고 WBE의 나머지 노드는 경계요소의 속도가 0이라는 강체 경계조건(rigid boundary condition)을 갖는다.

8.1.2 하부 평판의 분산특성

외부 보강재가 전파 파동특성에 미치는 영향에 대해 살펴보기 위해 외부 보강재가 없는 Type 1 모델의 분산특성을 먼저 살펴본다. 그리고 난 후 평판에 외부 보강재를 추가하여 (Type 2, Type 3) 분산특성에 미치는 영향에 대해 살펴보려 한다.

분산특성을 쉽게 설명하기 위해 각각의 베이는 Fig. 8.3에 나타낸 것처럼 지정하려 한다. 구속된 인접한 두 노드 사이에 위치한 베이(압출 패널 모델에서는 인접한 두 내부 보강재가 연결된 노드)는 'Bay #'로 나타내며 구속된 노드와 외부 보강재 사이의 베이는 'Bay #-1'로 나타낸다.

Type 1 모델에 대한 분산 선도는 Fig. 8.4(a)에 나타냈다. Fig. 8.4(a)에서 두 분산선을 파란색과 빨간색으로 나타냈다. 60 rad/m에서 이 두 파동의 단면 모드를 Fig. 8.4(b)에 나타냈다. (파란선의 단면이 위 그림, 빨간선의 단면이 아래 그림) Fig. 8.4(b)를 통해서 이 두 파동은 Bay 1의 'flapping mode'를 나타내는 파동인 것을 알 수 있다.

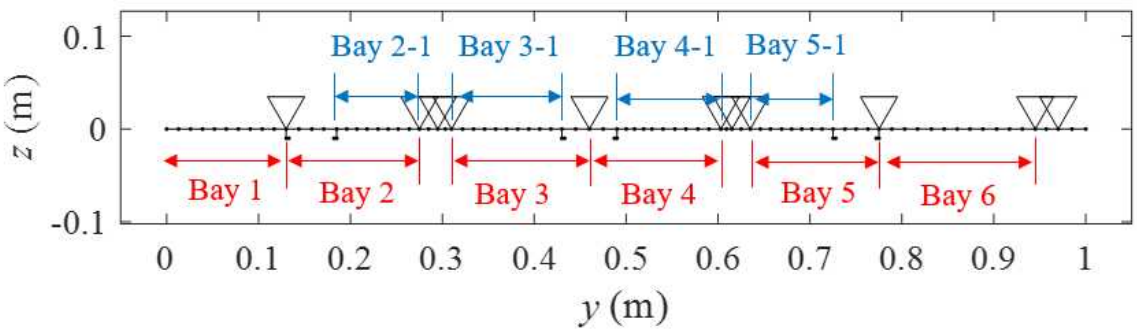
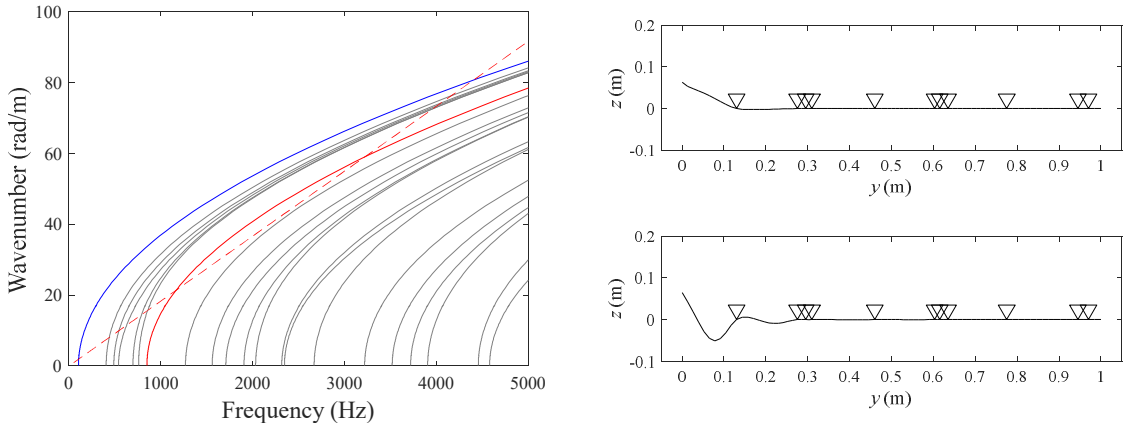
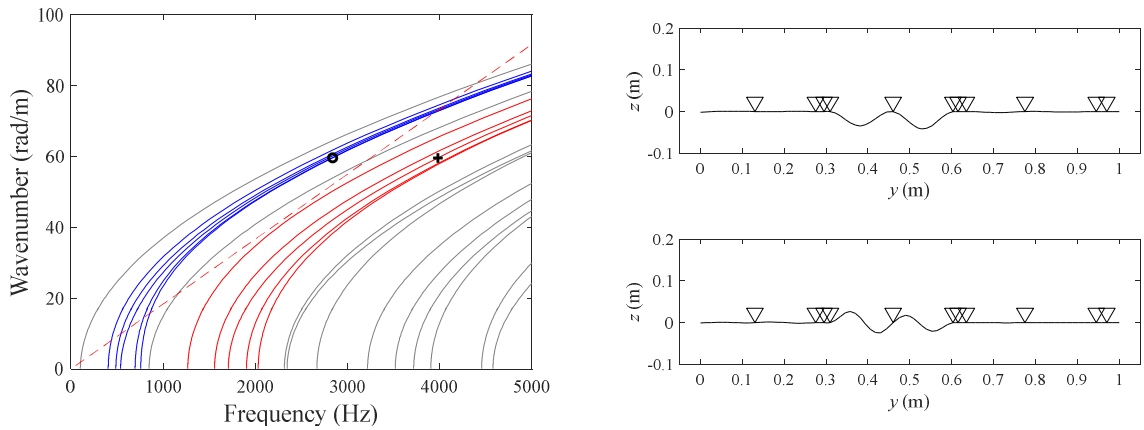


Fig. 8.3. The notation of each bay in the bottom plates.



(a) (b)

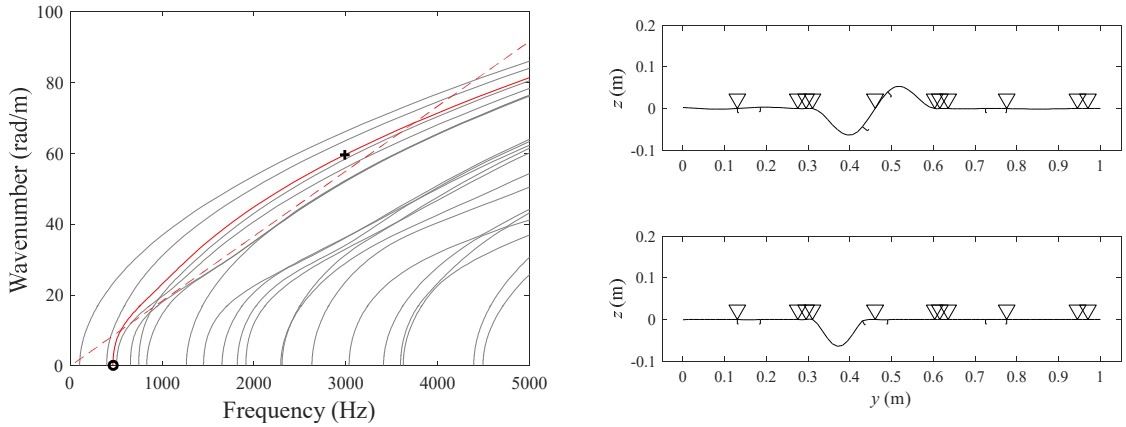
Fig. 8.4. (a) The dispersion diagrams of Type 1 marked with a blue and a red curve and (b) the mode shapes of a blue and a red curve at 60 rad/m.



(a) (b)

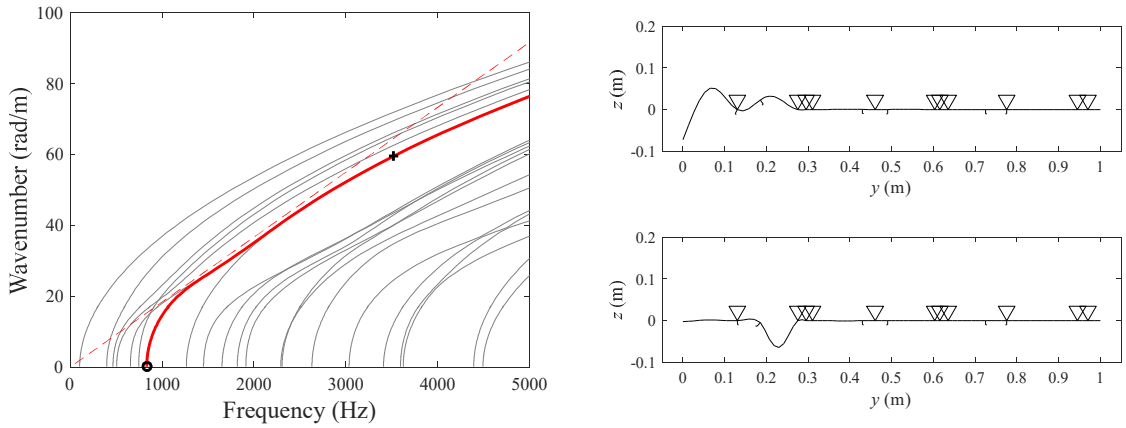
Fig. 8.5. (a) The dispersion diagrams of Type 1 marked with blue and red curves and (b) the mode shapes of one of blue and red curves at 60 rad/m.

Fig. 8.5(a)도 Type 1 모델에 대한 분산 선도이며 Fig. 8.5(a)에는 Fig. 8.4(a)에 표시된 두 분산선 후에 그룹화되는 5개의 파동들을 파란색과 빨간색으로 표시했다. 60 rad/m에서 이 파동들 중 'o' 와 '+' 로 표시된 파동을 Fig. 8.5(b)에 나타냈다. ('o' 의 단면이 위 그림, '+' 의 단면이 아래 그림) Fig. 8.5(b)를 통해 파란색 파동 그룹은 'Bay 2'부터 'Bay 6'까지의 첫번째 파동 모드를 나타내는 파동이고 빨간색 파동 그룹은 두번째 파동 모드를 나타내는 파동인 것을 알 수 있다.



(a) (b)

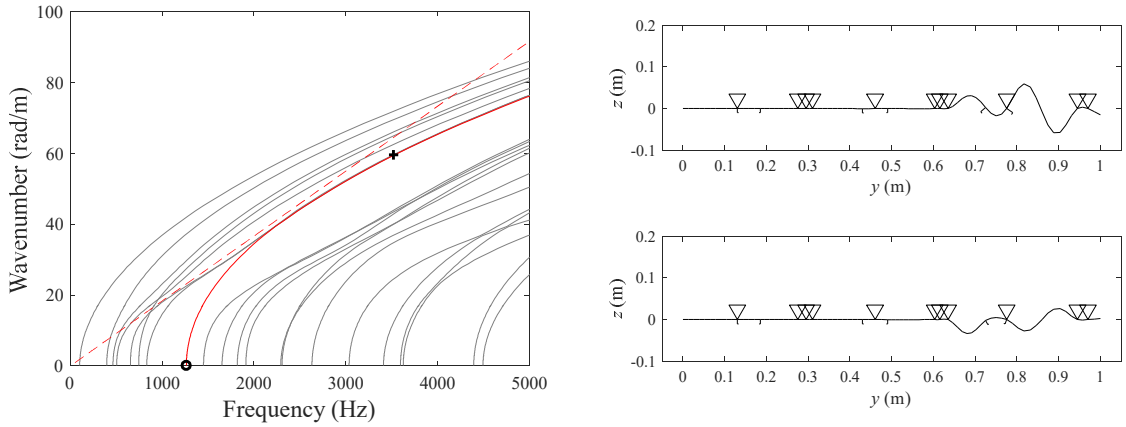
Fig. 8.6. (a) The dispersion diagram of Type 2 and (b) the mode shape marked with ‘o’ and ‘+’ in Fig. 8.6(a).



(a) (b)

Fig. 8.7. (a) The dispersion diagram of Type 2 and (b) the mode shape marked with ‘o’ and ‘+’ in Fig. 8.7(a).

보강재의 효과에 대해 살펴보기 위해 Type 2 모델의 분산선도를 Fig. 8.6(a)에 나타냈다. 이 분산선도에서 Fig. 8.4(a)(또는 Fig. 8.5(a))와는 다른 특성을 보이는 분산선들이 있다. 이 분산선들의 분산 관계를 분명히 이해하기 위해 빨간색으로 표시한 분산선의 0 rad/m에 ‘o’ 로 표시된 파동과 60 rad/m에 ‘+’ 로 표시된 파동의 단면 모드를 Fig. 8.6(b)에 나타냈다. (‘o’ 의 단면이 위 그림, ‘+’ 의 단면이 아래 그림) 이 파동이 cut-on 될 때는 ‘Bay 3’과 ‘Bay 4’의 첫번째 파동 모드를 나타내는 반면 파수와 주파수가 증가해서 60 rad/m에서는 ‘Bay 3’에 부착된 외부 보강재가 마치 강벽처럼 작용하여 ‘Bay 3-1’의 첫번째 파동 모드를 나타내는 것을 알 수 있다.

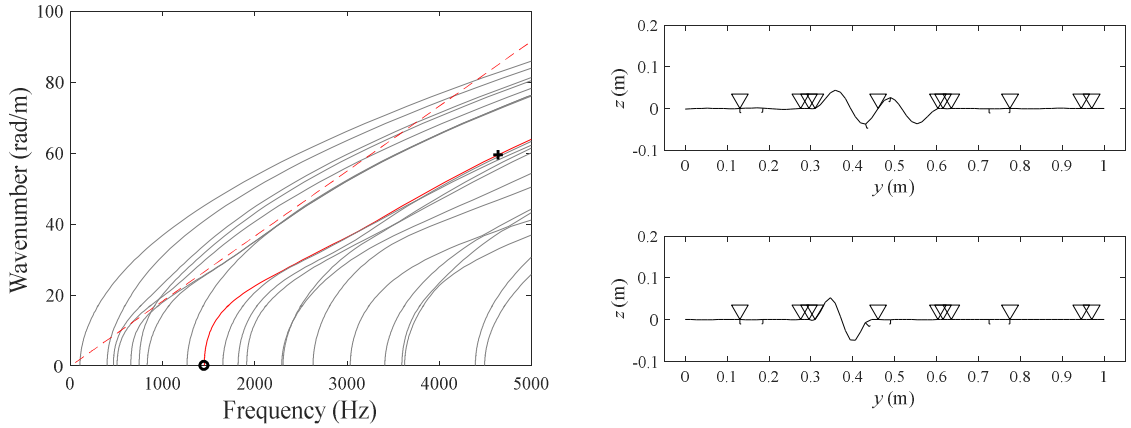


(a) (b)

Fig. 8.8. (a) The dispersion diagram of Type 2 and (b) the mode shape marked with ‘o’ and ‘+’ in Fig. 8.8(a).

Fig. 8.7(a)도 Type 2 모델에 대한 분산 선도이며 빨간색으로 표시된 또 다른 분산선의 0 rad/m에 ‘o’ 로 표시된 파동과 60 rad/m에 ‘+’ 로 표시된 파동의 단면 모드를 Fig. 8.7(b)에 나타냈다. (‘o’ 의 단면이 위 그림, ‘+’ 의 단면이 아래 그림) 이 파동이 cut-on 될 때는 ‘Bay 1’과 ‘Bay 2’의 첫번째 파동 모드를 나타내는 반면 파수와 주파수가 증가해서 60 rad/m에서는 ‘Bay 2’에 부착된 외부 보강재가 마치 강벽처럼 작용하여 ‘Bay 2-1’의 첫번째 파동 모드를 나타내는 것을 알 수 있다.

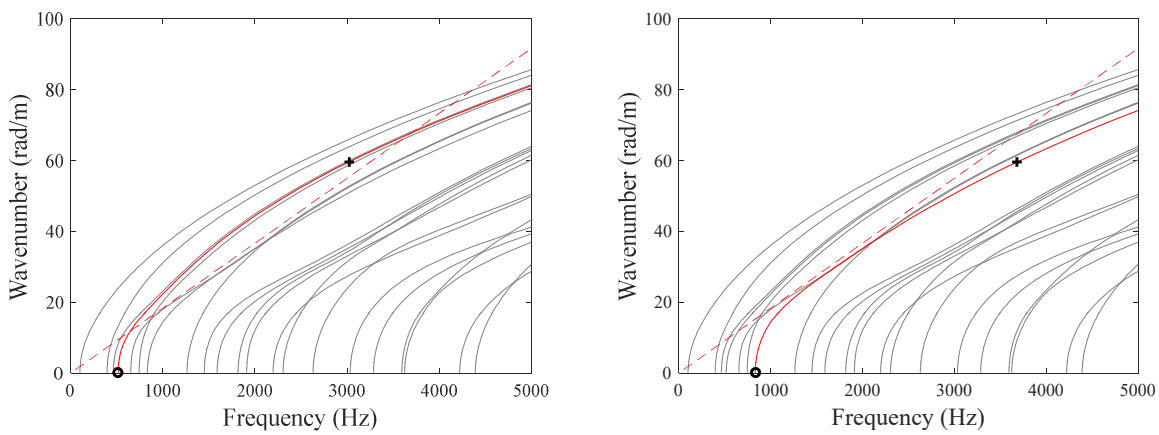
Fig. 8.8(a)도 Type 2 모델에 대한 분산 선도이며 빨간색으로 표시된 또 다른 분산선에 대해 살펴보기 위해 분산선의 0 rad/m에 ‘o’ 로 표시된 파동과 60 rad/m에 ‘+’ 로 표시된 파동의 단면 모드를 Fig. 8.8 (b)에 나타냈다. (‘o’ 의 단면이 위 그림, ‘+’ 의 단면이 아래 그림) 이 파동이 cut-on 될 때는 ‘Bay 5’과 ‘Bay 6’의 두번째 파동 모드를 나타내고 파수와 주파수가 증가해서 60 rad/m에서도 여전히 ‘Bay 5’과 ‘Bay 6’의 두번째 파동 모드를 나타내는 것을 알 수 있다. Fig. 8.7(a)와 Fig. 8.8(a)의 빨간색으로 표시된 분산선은 약 2 kHz 이상 40 rad/m 이상부터 서로 겹쳐져 있다. 이는 ‘Bay 5(또는 Bay 6)’가 ‘Bay 2-1’의 2배의 폭을 가지고 있기 때문에 Bay 5(또는 Bay 6)의 2차모드를 나타내는 파동과 Bay 2-1의 1차모드를 나타내는 파동이 서로 겹치게 된다.



(a) (b)

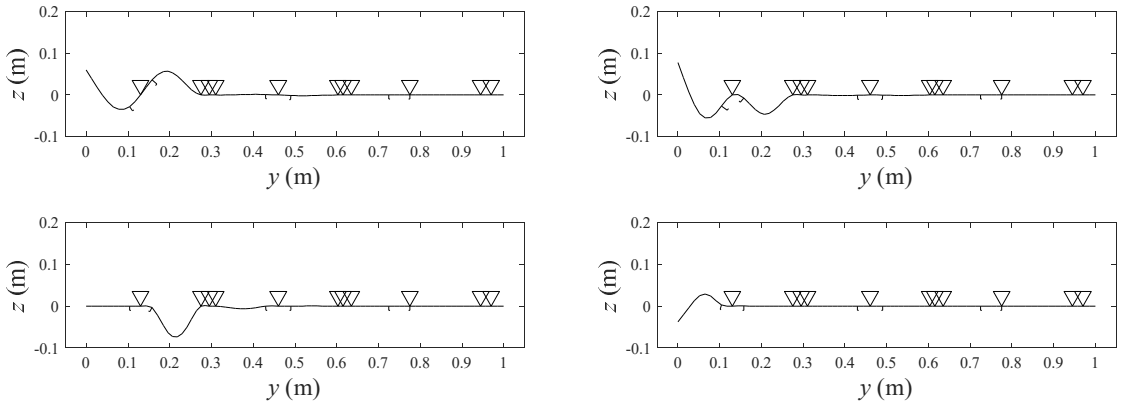
Fig. 8.9. (a) The dispersion diagram of Type 2 and (b) the mode shape marked with ‘o’ and ‘+’ in Fig. 8.9(a).

Fig. 8.9(a)도 Type 2 모델에 대한 분산 선도이며 빨간색으로 표시된 또 다른 분산선에 대해 살펴보기 위해 분산선의 0 rad/m에 ‘o’ 로 표시된 파동과 60 rad/m에 ‘+’ 로 표시된 파동의 단면 모드를 Fig. 8.8 (b)에 나타냈다. (‘o’ 의 단면이 위 그림, ‘+’ 의 단면이 아래 그림) 이 파동이 cut-on 될 때는 ‘Bay 3’과 ‘Bay 4’의 두번째 파동 모드를 나타내는 반면 파수와 주파수가 증가해서 60 rad/m에서는 ‘Bay 3’에 부착된 외부 보강재가 마치 강벽처럼 작용하여 ‘Bay 3-1’의 두번째 파동 모드를 나타내는 것을 알 수 있다.



(a) (b)

Fig. 8.10. The dispersion diagram of Type 3.



(a) (b)

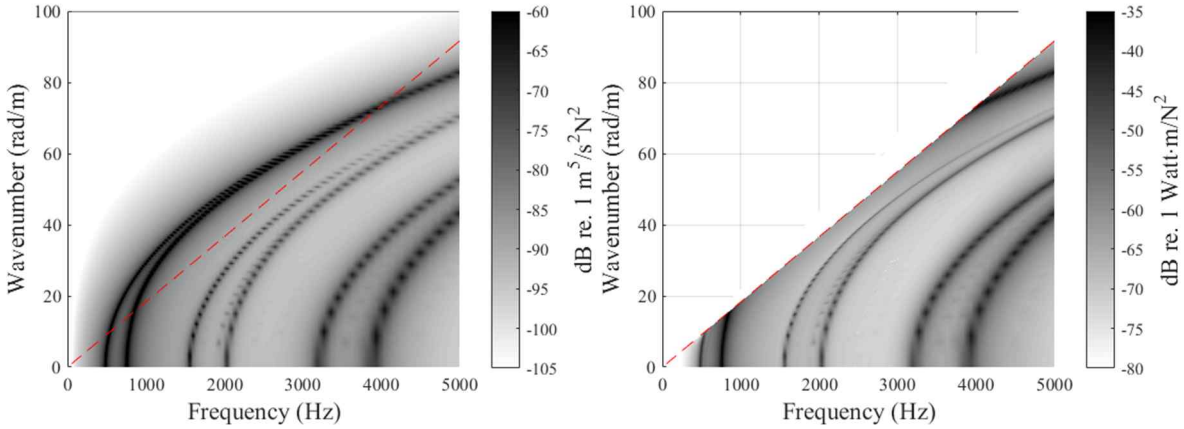
Fig. 8.11. (a) The mode shape marked with ‘o’ and ‘+’ in Fig. 8.11(a) and (b) in Fig. 8.11(a).

재배치된 보강재의 효과에 대해 살펴보기 위해 Type 3 모델의 분산선도를 Fig. 8.10에 나타냈다. Fig. 8.10(a)와 Fig. 8.10(b)에 빨간색으로 표시된 분산선은 Type 2 모델의 분산선과는 사뭇 다른 경향을 보인다. Fig. 8.10(a)와 Fig. 8.10(b)에 빨간색으로 표시된 분산선의 0 rad/m에 ‘o’ 로 표시된 파동과 60 rad/m에 ‘+’ 로 표시된 파동의 단면 모드를 Fig. 8.11(a)와 Fig. 8.11(b)에 각각 나타냈다.

Fig. 8.11(a)에 나타낸 단면 모드는 Fig. 8.7(b)에 나타낸 단면모드와 유사하다. 하지만 Fig. 8.10(a)를 보면 알 수 있듯이 Fig. 8.11(a)에 나타낸 파동의 분산선은 약 1 kHz 부터 3.5 kHz 사이에서 음향 파수보다 더 높은 파수를 가지는 반면 Fig. 8.7(b)에 나타낸 Type 2 모델의 분산선은 음향파수 보다 더 낮은 파수를 가지는 것을 Fig. 8.7(a)를 통해 확인할 수 있다. 이는 Bay 2-1의 폭이 Type 3 보다 Type 2 가 더 좁기 때문이다. Fig. 8.11(b)에 나타낸 파동은 cut-on 될 때는 Fig. 8.7(b)에 나타낸 단면모드와 유사하지만 고주파수 영역에서는 Bay 1-1의 flapping mode가 발생한다.

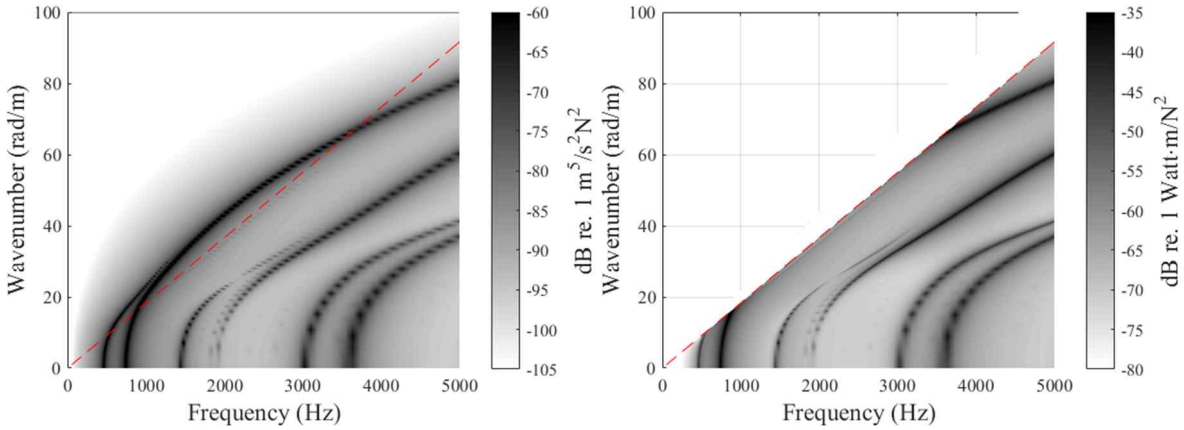
8.1.3 하부 평판의 방사효율 특성

외부 보강재가 방사효율에 미치는 영향에 대해 살펴 보기위해 우선 가진점 P1(or P2)에 대한 방사효율 특성에 대해 살펴보도록 한다. Type 1, 2, 3 모델에 대한 평균속도와 음향 파워를 Fig. 8.12, Fig. 8.13, Fig. 8.14에 나타냈다. 외부 보강재의 유무에 따른 응답의 주된 변화는 2.5 kHz이상에서 나타난다. 외부 보강재에 의해 평판의 진동과 소음은 5 kHz에서 약 60 rad/m와 81 rad/m에서 강하게 나타난다. Fig. 8.15(a)에 나타낸 분산선도를



(a) (b)

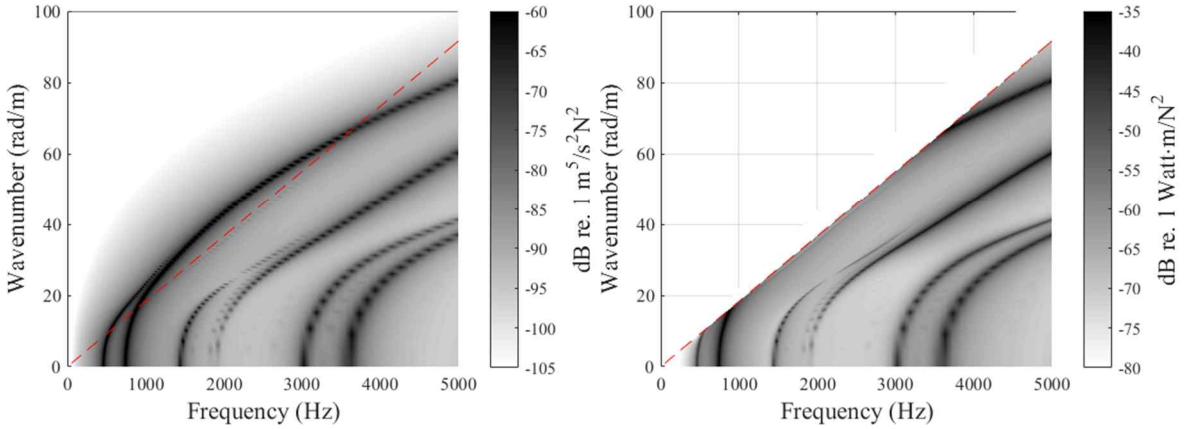
Fig. 8.12. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 1 excited at P1 (or P2).



(a) (b)

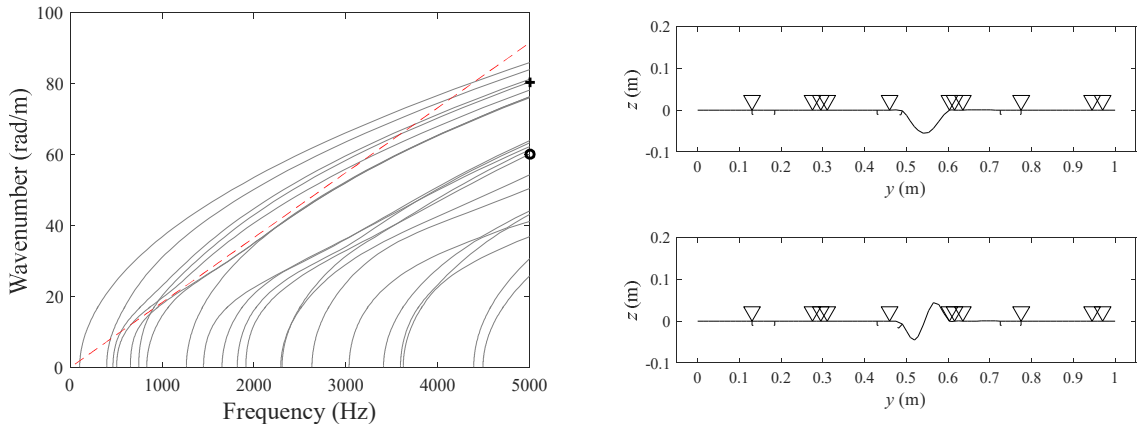
Fig. 8.13. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 2 excited at P1 (or P2).

통해 이 두 파동을 규명할 수 있다. '+' 와 'o' 로 표시된 파동의 단면 모드를 Fig. 8.15(b)에 나타냈다. Fig. 8.15(b)를 통해 400 Hz 이후에 나타나는 강한 응답은 Bay 4와 Bay 4-1의 1차 모드의 파동으로부터 발생한 것을 알 수 있다. 2.5 kHz 이후의 고주파영역에서 생긴 강한 응답은 Bay 4-1의 2차모드 파동으로부터 발생한 것을 알 수 있다. Fig. 8.14에 나타낸 Type 3 모델의 응답은 Fig. 8.13에 나타낸 Type 2모델의 응답과 거의 같았다. 그 이유는 두 모델의 가진점이 속해 있는 베이의 기하학적 형상(폭 및 외부 보강재의 위치)과 가진점의 위치가 동일 하기 때문이다.



(a) (b)

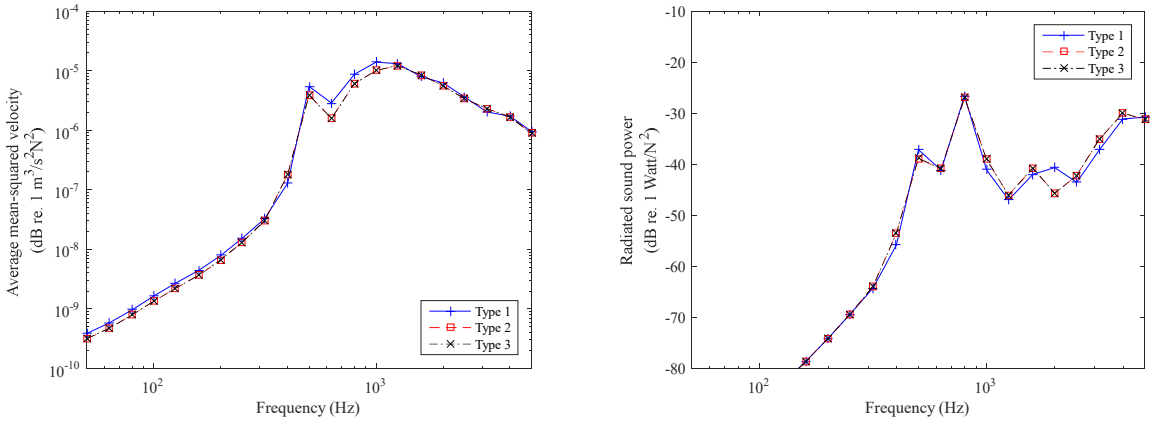
Fig. 8.14. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 3 excited at P1 (or P2).



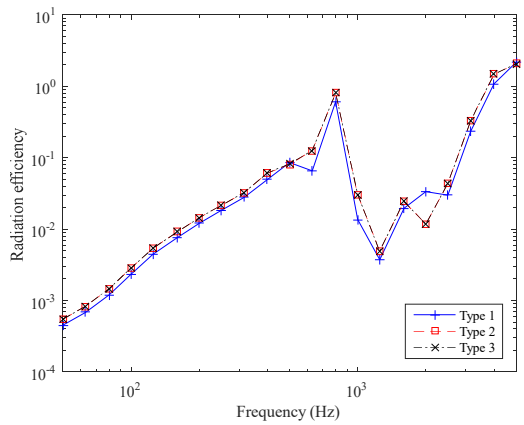
(a) (b)

Fig. 8.15. (a) The dispersion diagram of Type 2 and (b) the mode shape marked with '+' and 'o' in Fig. 8.15(a).

각각의 주파수에서 파수에 대해서 적분된 평균 속도와 음향파워 그리고 방사효율을 Fig. 8.16에 나타냈다. 비록 외부 보강재가 Fig. 8.12, Fig. 8.13, Fig. 8.14에서는 영향을 미쳤지만 파수에 대해서 적분된 응답에서는 그 영향이 크지 않게 나타났다. 평판의 진동 및 소음에 외부 보강재의 영향이 크지 않았으므로 방사효율에서도 그 영향이 크지 않았다.

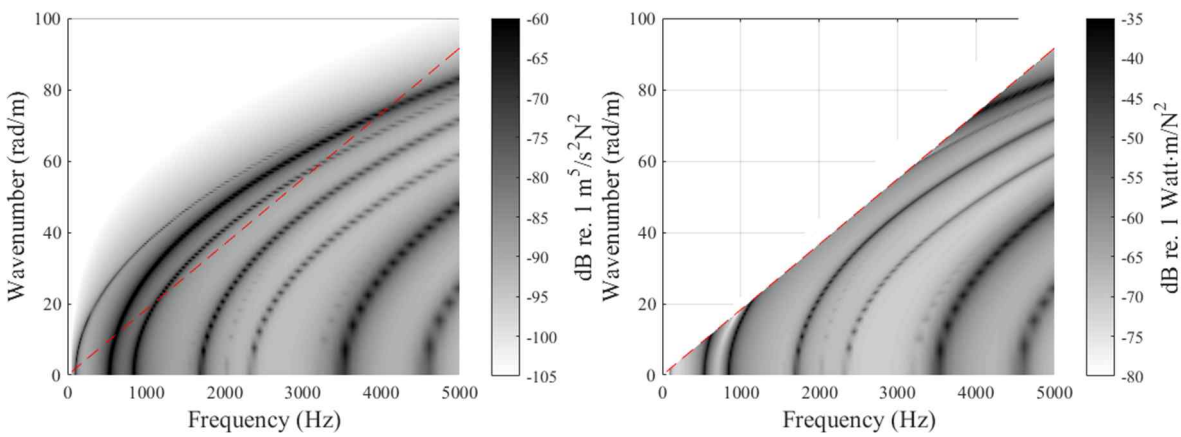


(a) (b)



(c)

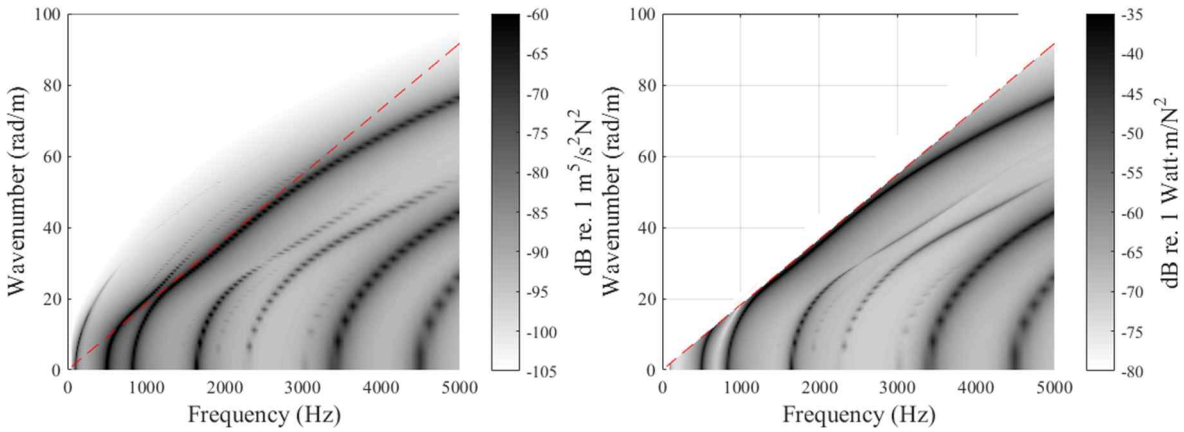
Fig. 8.16. (a) The average mean-squared velocity and (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency by the point force at P1 (or P2) for Type 1, Type 2 and Type 3.



(a) (b)

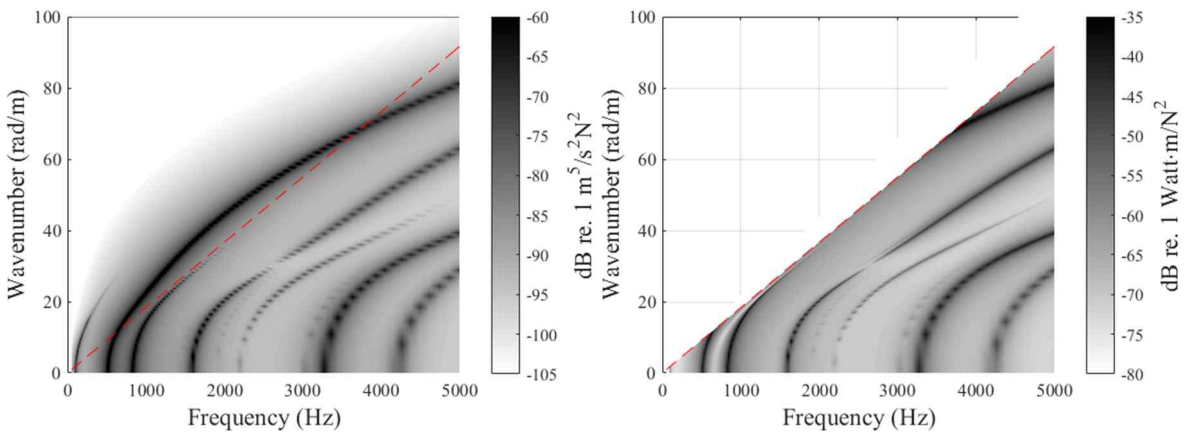
Fig. 8.17. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 2 excited at P3.

가진점 P3에 대한 방사효율을 살펴 보기위해 Type 1, 2, 3 모델에 대한 평균속도와 음향 파워를 Fig. 8.17, Fig. 8.18, Fig. 8.19에 나타냈다. P3이 속해 있는 베이에 부착된 외부 보강재는 평판의 응답에 크게 영향을 주고 있는 것을 확인할 수 있다. Fig. 8.17에서 약 600 Hz 부터 4 kHz 사이에 음향 파수보다 더 높은 파수 영역에 존재하는 강한 응답이 외부 보강재에 의해 음향 파수보다 더 낮은 파수 영역에 존재하게 되는 것을 Fig. 8.18을 통해 알 수 있다. Fig. 8.19에 나타낸 Type 3 모델의 응답 경향은 Fig. 8.18에 나타낸 응답의 경향과는 달랐다. Fig. 8.19의 응답 경향은 Fig. 8.13이나 Fig. 8.14와 유사 했다. 그 이유는 Type 3 모델에서 P3가 속한 베이의 보강재 위치가 P1(또는 P2)이 속해 있는 베이의 보강재 위치와 동일하기 때문이다.



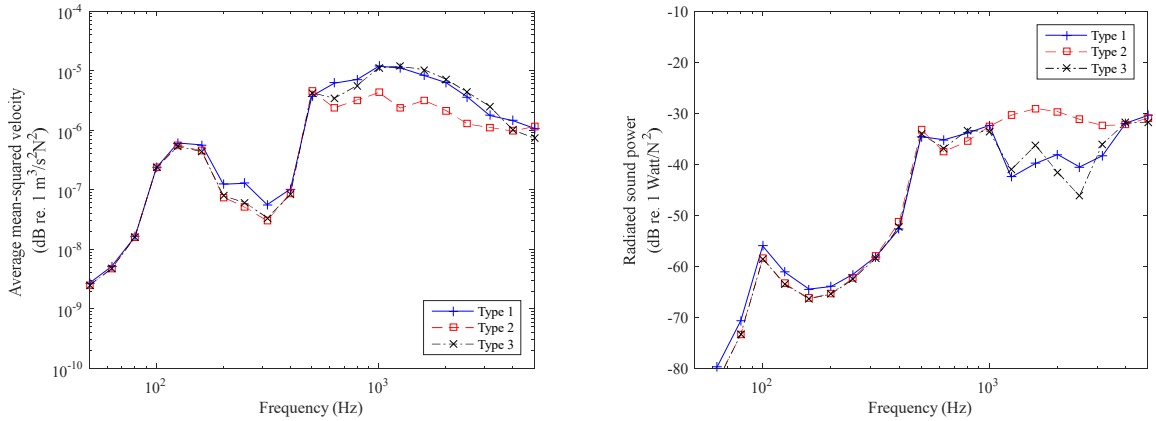
(a) (b)

Fig. 8.18. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 2 excited at P3.

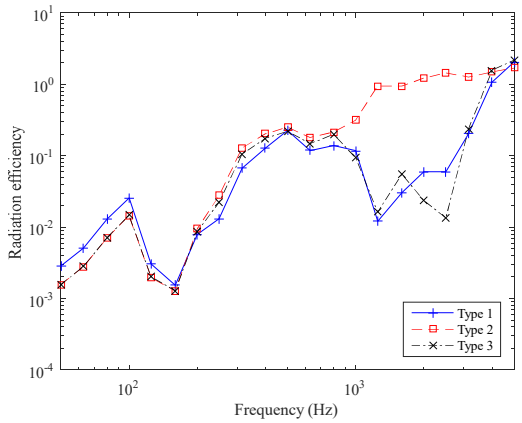


(a) (b)

Fig. 8.19. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 2 excited at P3.



(a) (b)



(c)

Fig. 8.20. (a) The average mean-squared velocity and (b) radiated sound power and (c) radiation efficiency by the point force at P1 (or P2) for Type 1, Type 2 and Type 3.

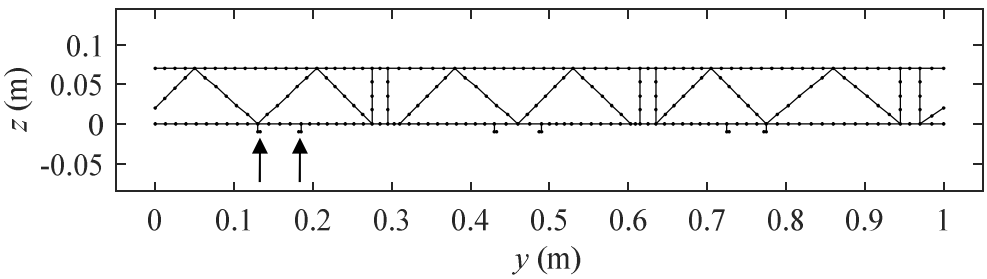
각각의 주파수에서 파수에 대해서 적분된 평균 속도와 음향파워 그리고 방사효율을 Fig. 8.20에 나타냈다. Fig. 8.20(a)를 보면 400 Hz 이상부터 외부 보강재에 의해 Type 2 모델의 평균 속도가 감소하는 경향을 보인다. 하지만 Fig. 8.20(b)를 보면 Type 1 모델은 약 1 kHz 부터 4 kHz 까지 음향파워가 -35 dB 에서 -40 dB 까지 감소하는 경향을 보이지만 Type 2 모델은 이 주파수 영역에서 약 -30 dB 까지 음향파워가 증가하는 경향을 보인다. 이는 Fig. 8.17(b)와 Fig. 8.18(b)의 비교로 설명될 수 있다. Fig. 8.17(a)에서 약 1 kHz 부터 4 kHz 까지 평균 속도에 영향을 주던 파동이 음향 파수보다 더 큰 파수영역에 존재하므로 음향파워에는 영향을 주지 못하는 것을 Fig. 8.17(b)를 통해 확인할 수 있다. 반면에 Fig. 8.18(b)에서는 보강재에 의해 음향 파워가 음향 파수 아래의 파수 영역에 집중되어 있는 것을 확인할 수 있다. Type 1과 Type 2의 음향 파워의 서로 다른 경향으로

인해 Fig. 8.20(c)의 방사 효율 경향도 서로 다르게 나타난다. 반면에 Type 3의 방사효율 경향은 Type 1과 유사했으며 그 이유는 앞에서 설명했듯이 Type 3 모델에서 P3가 속한 베이의 보강재 위치가 P1(또는 P2)이 속해 있는 베이의 보강재 위치와 동일하기 때문이다.

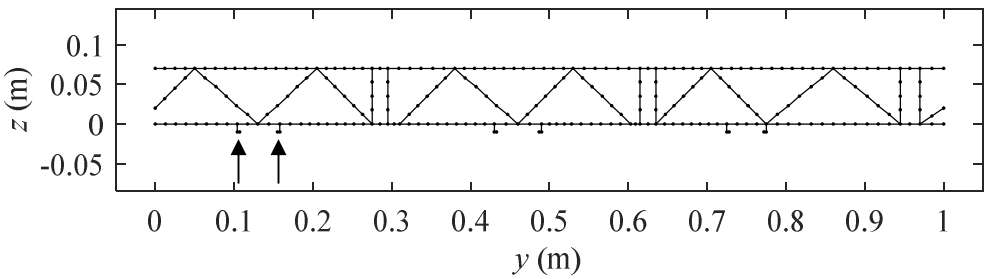
8.2 외부 보강재가 압출 패널의 진동 및 소음 특성에 미치는 영향

7.1절을 통해 하부 평판의 방사 효율이 외부 보강재의 유무 뿐만 아니라 특히 보강재의 위치에 따라 상당한 영향을 받는 다는 것을 살펴보았다. 이번 절에서는 외부 보강재가 압출 패널의 진동 및 소음에 어떠한 영향을 주는지 살펴보도록 한다.

8.2.1 압출 패널 모델링



(a)



(b)

Fig. 8.21. The cross-sectional models for (a) Type 4 and (c) Type 5.

압출패널 모델은 아래와 같이 2개를 선택하였다.

Type 4: 기존 외부 보강재가 부착된 압출 패널 모델 (Fig. 8.21(a))

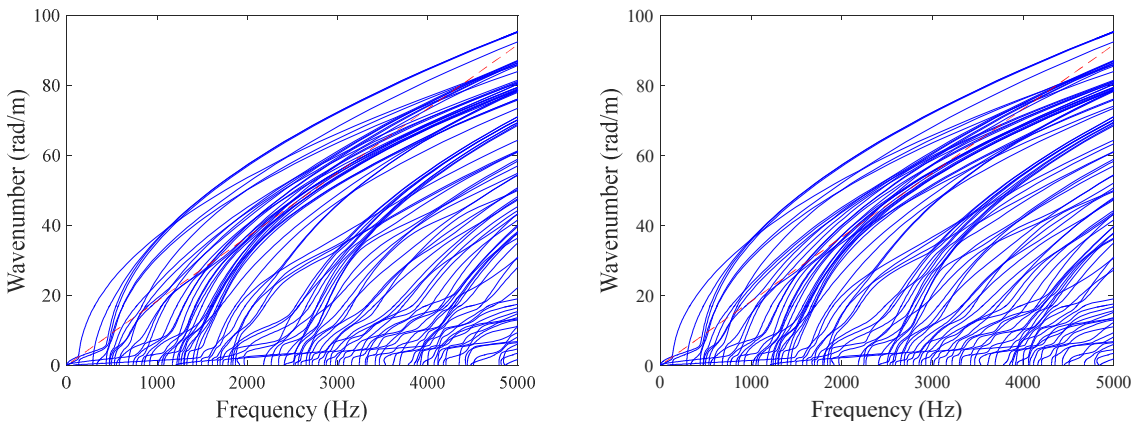
Type 5: 재배치된 외부 보강재가 부착된 압출 패널 모델 (Fig. 8.21(b))

압출 패널 모델을 Fig. 8.21와 같이 모델링했다. Fig. 8.21(a)에 나타낸 Type 4 모델의 외부 보강재 위치는 기존 압출 패널에 부착된 위치와 동일하며 Fig. 8.21(b)에 나타낸 Type 5 모델의 왼쪽편 외부 보강재 위치는 중앙에 외부 보강재 위치와 동일하게 모델링 해주었다. (그림의 화살표 참고)

음향 파워를 계산하기 위한 경계 요소 모델은 Fig. 7.4에 나타낸 모델을 사용한다. 상부와 하부 평판 WFE와 닿아 있는 WBE는 서로 연성 되어 있고 WBE의 나머지 노드는 경계요소의 속도가 0이라는 강체 경계조건(rigid boundary condition)을 갖는다.

8.2.2 압출 패널 분산특성

Type 4와 Type 5모델의 분산선도를 Fig. 8.22(a)와 Fig. 8.22(b)에 나타냈다. 압출 패널의 복잡한 형상 때문에 분산선도의 비교를 통해 외부 보강재의 효과를 구분하기에는 어려움이 따른다.

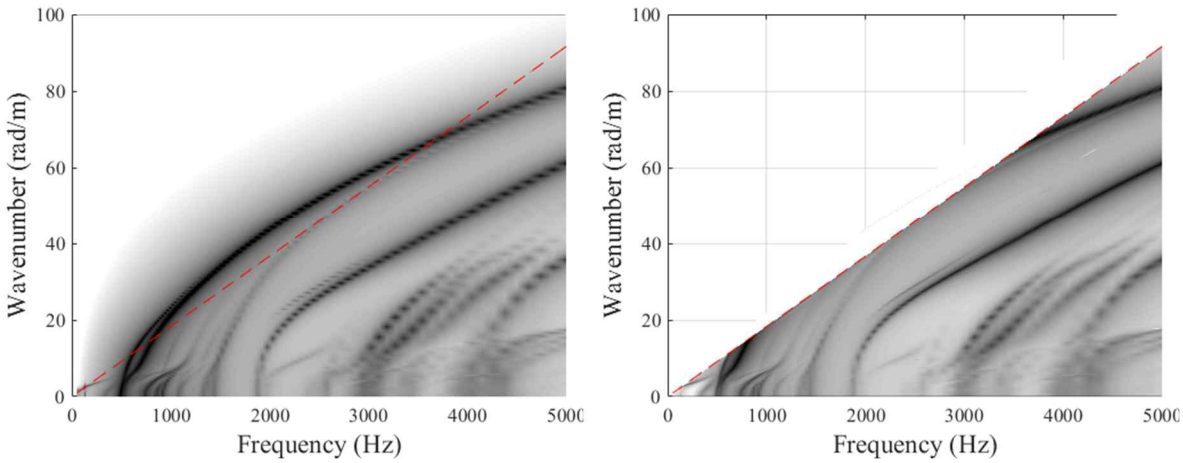


(a) (b)

Fig. 8.22. The dispersion diagram of (a) Type 4 and (b) Type 5.

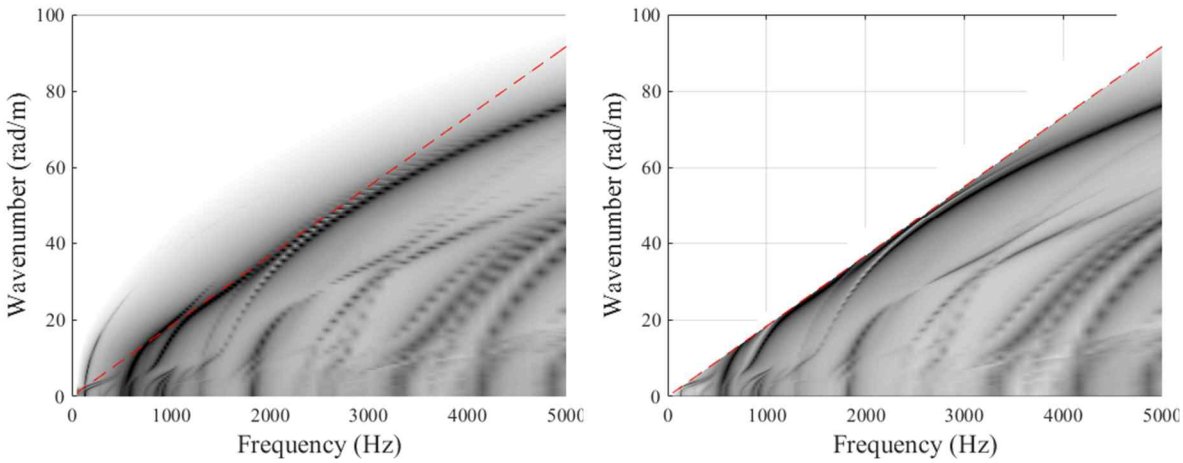
8.2.3 압출 패널 방사효율 특성

외부 보강재가 방사효율에 미치는 영향에 대해 살펴 보기위해 Type 4 모델에 P1(또는 P2)과 P3 가진에 대한 평균속도와 음향 파워를 Fig. 8.23과 Fig. 8.24에 나타냈다. Fig. 8.13과 Fig. 8.18에 나타낸 Type 2 하부 평판 모델의 평균 속도와 음향 파워의 경향과 유사했다. 따라서 P1(또는 P2)과 P3 가진점에 의해 평균 속도와 음향 파워의 경향이 다르게 나타나는 이유는 압출 패널의 외부 보강재 영향으로 인한 것임을 알 수 있다.



(a) (b)

Fig. 8.23. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 4 excited at P1 (or P2).



(a) (b)

Fig. 8.24. The image plot of (a) the averaged mean-squared velocity and (b) sound power of Type 4 at P3.

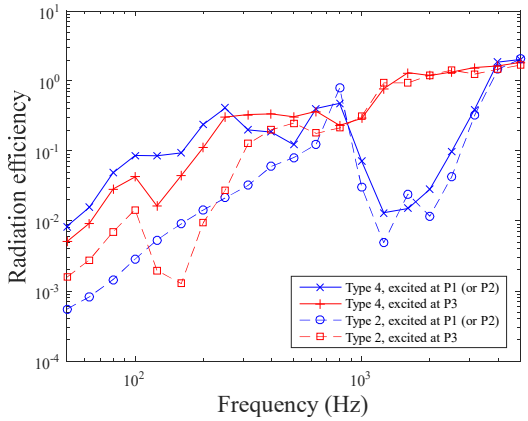


Fig. 8.25. Radiation efficiency for Type 2 and Type 4.

이를 더 명확하게 살펴보기 위해 각각의 주파수에 대한 방사효율을 계산 후 Type 2 모델의 결과와 Fig. 8.25에 비교하였다. 계산 결과를 통해 약 800 Hz 부터 4 kHz 까지 Type 2 모델의 결과와 유사한 경향을 보였으며 P1(또는 P2)과 P3의 가진에 대한 방사효율의 경향 차이는 가진점이 속해 있는 베이에 부착된 보강재의 영향 때문인 것을 알 수 있다.

Type 4 모델과 Type 5 모델의 방사 효율을 Fig. 8.26에 나타냈다. Fig. 8.25의 비교를 통해 확인 했듯이 Type 4 모델에서 P1과 P3에 대한 방사 효율은 서로 다른 경향을 보였으며 이는 P3가 속해 있는 베이에 부착된 보강재가 크게 영향을 주었기 때문이다. 반면에 Type 5 모델에서 P1과 P3에 대한 방사효율 경향은 유사하게 나타났다. 그 이유는 P3가 속해 있는 베이에 부착된 보강재의 위치가 P1이 속해 있는 베이에 부착된 보강재의 위치와 유사하기 때문이다. 따라서 Type 4 모델의 P3결과에 비해 보강재의 효과가 상대적으로 약하게 나타난다.

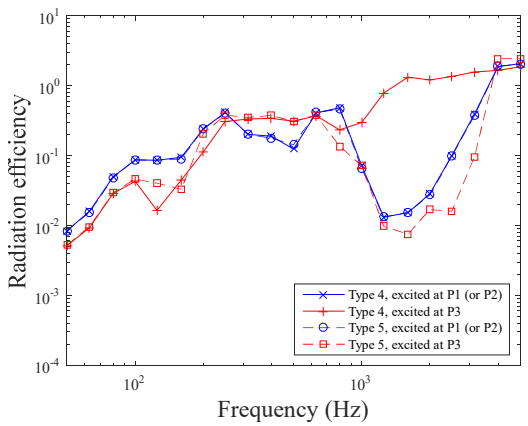


Fig. 8.26. Radiation efficiency for Type 4 and Type 5.

8.3 요약

본 장에서는 스트립 가진의 경우 두 가진점에 대해 스트립의 중앙을 가진했음에도 불구하고 고주파수 대역의 방사효율의 경향이 다르게 나타나는 이유에 대해 살보았다.

하나는 방사효율이 높은 값을 유지하는 반면 다른 하나는 방사효율을 떨어뜨렸다. 이는 압출 패널에 부착된 외부 보강재의 영향인 것으로 확인됐다. 외부 보강재가 스트립 중앙에 가깝게 부착되어 있을 경우, 강한 진동에도 불고하고 원거리(far field)에 소리를 방출하지 않던 파동들이 보강재에 의해 파동이 음향 파수보다 아래에 위치하게 되므로 소음이 더 크게 발생하여 방사효율이 높은 값을 갖게 만든다. 이는 음향학적 설계 관점에서 좋지 않기 때문에 되도록 외부 보강재는 스트립의 가장가리에 위치하도록 설계하는 것이 유리하다.

9. 결론 및 추후 연구

본 연구에서는 도파관 유한요소/경계요소(WFE/BE) 방법을 이용해 무한 길이를 가지는 단순 띠 평판에서부터 복잡한 형상을 가지는 평판까지 여러 평판의 진동 및 소음 특성을 살펴보았다.

본 연구에서는 고주파수 대역에서 WFE/BE 방법이 복잡한 형상을 갖는 평판의 진동 및 소음 특성을 해석하는데 일반적으로 유효한 방법임을 확인하였다. 따라서 WFE/BE 해석은 복잡한 형상을 갖는 압출 패널의 진동 및 음향 성능을 향상시키기 위한 설계에 도움이 될 것이며, 특히 기존의 FE/BE 방법이 부적합한 고주파수의 경우에 유용할 것으로 보인다.

본 연구를 통해 살펴본 무한 길이 띠 평판의 진동 및 소음 특성을 요약하면 다음과 같다.

(1) 파동 전파 특성: 단일 띠 평판에 보강재가 부착되거나 이중 띠 평판의 상부와 하부 판이 보강재로 연결된 경우, 저주파수 영역에서는 판의 전체 모드를 갖는 파동이 발생한다. 주파수와 파수가 증가함에 따라 보강재가 강벽 작용을 하여 보강재에 의해 나누어지는 베이(스트립) 파동으로 변형하게 된다.

(2) 방사 효율 특성: 단일 평판의 경우 보강재가 더해짐으로써 평균속도는 감소하고 음향파워는 증가하기 때문에 대부분 주파수 영역에서 방사효율이 증가하게 된다. 이중 평판의 경우 가진 점의 형태에 따라 방사 효율 특성이 다르게 나타났다. 베이 가진의 경우 베이 파동의 응답이 방사효율에 큰 영향을 미치며 이 파동의 파수와 음향 파수와의 관계에 따라 방사효율에 큰 영향을 미친다. 보강재 가진의 경우 전체 변형을 갖는 파동의 응답이 대부분 낮은 파수 영역(긴 파장)에만 존재하기 때문에 방사효율이 크게 나타났다.

(3) 음향 투과 특성: 단일 평판의 경우 보강재에 의해 투과 파워가 증가하기 때문에 대부분 주파수 영역에서 음향 투과손실이 감소하게 된다. 복잡한 형상의 이중 평판의 경우 수직 입사의 경우보다 경사 입사의 경우가 더 많은 파워를 투과 하며

저주파수에서는 전체 변형을 하는 파동, 고주파수에서는 베이의 파동(국부적인 변형)의 영향을 받았다.

또한 기존의 연구에는 없던 본 연구를 통해 새롭게 알게 된 독창성은 크게 두 가지이다.

(1) 내부 공기 연성: 이중 띠 평판의 상부와 하부 판상이에는 내부 공기층이 있고 내부 공기층과 구조물 사이에 서로 상호작용을 하며 이중 평판의 진동 및 소음 특성에 영향을 미친다. 보강재가 없는 이중 띠 평판의 경우 내부 공기에 의해 방사효율이 크게 증가하고 음향 투과 손실도 크게 감소하였다. 특히 Mass-air-mass 주파수에서 증가 및 감소가 가장 크게 발생하였다. 하지만 보강재가 추가됨으로써 보강재를 따라 전달되는 평판의 응답의 영향이 커지므로 내부 공기에 의한 영향이 줄어드는 경향을 보였다. 하지만 베이 가진의 경우 베이 1차 모드의 파동과 내부 공기층의 평면파 파동이 큰 상효작용을 일으키며 음향 파워가 증가하므로 방사효율이 커지는 경향을 보였다. 음향 투과 손실에서도 이 같은 현상이 나타났지만 평판의 단면이 복잡해 짐에 따라 더 이상 나타나지 않았다.

(2) 공간 윈도우 함수 적용: 압출 패널의 음향 투과손실 실험에서 압출패널을 두개의 음향 실험실 사이에 설치하였기 때문에 1.5 m 이외의 영역에 베플 경계조건을 적용할 수 있으므로 공간 윈도우 함수를 도입할 수 있다. WFE/BE 결과에 공간 윈도우 함수를 적용하여 유한길이 효과를 반영하였다. 윈도우 함수에 의해 약 400 Hz 이하의 저주파수영역에서 음향 투과손실이 증가했으며 윈도우의 길이가 길어질수록 윈도우 효과는 감소하였다. 윈도우 효과를 반영한 음향 투과손실 결과는 실험결과와 3 dB 이내의 일치를 보였다.

본 연구의 활용 방안 및 추후 연구를 다음과 같이 요약하였다.

(1) 활용 방안: 본 연구에서는 복잡한 형상을 갖는 평판 모델의 예로 철도 차량용 압출 패널을 선택하였고, WFE/BE 수치 해석 방법을 이용한 수치해석 결과가 실험결과와

수kHz의 고주파수 영역까지 잘 일치함을 보였다. 따라서 이 수치 해석 방법을 이용하여 복잡한 형상을 갖는 다른 평판들의 진동 및 소음 특성도 해석할 수 있다. 또한 보강재의 간격, 기울기 등등 보강재의 배치에 따라 진동 및 소음 특성의 변화 또한 살펴볼 수 있기 때문에 설계 변경에 의한 음향 성능의 변화를 예측할 수 있다. 또한 단면을 원형으로 모델링하고 내부 유체를 공기가 아닌 물로 모델링 한다면 수도관의 진동 및 소음 해석 또한 가능하다. 만약 평판의 한쪽 면에 물을 모델링 한다면 평판의 수중 방사 소음 또한 살펴볼 수 있는 등 다양한 방면으로 활용할 수 있다.

(2) 추후 연구: 본 연구에서는 공간 윈도우 함수를 방사효율에 적용하지 않았다. 따라서 공간 윈도우 함수가 방사효율에 미치는 영향에 대해 살펴보아야 한다. 또한 공간 윈도우 함수는 유한 길이의 경계 조건의 효과를 반영하지는 못한다. 따라서 이를 반영 할 수 있는 WFE with Rayleigh Ritz 방법을 이용하여 유한길이 효과를 반영하는 것도 좋은 연구가 될 것이다.

부록 A. 점 하중에 의한 띠 평판의 수직 방향 변위

식(2.34)의 $v(x,y)$에 식(2.27)와 식(2.28)을 대입하여 정리하면, $\tilde{V}\left(\kappa_x,\kappa_y\right)$는

$$\tilde{V}\left(\kappa_x,\kappa_y\right)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\omega F_n}{2D\kappa_{x1,n}\left(\kappa_{x1,n}^2-\kappa_{x2,n}^2\right)}$$
$$\times\left[\begin{array}{l}\displaystyle\int_{-\infty}^{0}\left(\mathrm{e}^{\mathrm{j}\left(\kappa_{x1,n}+\kappa_x\right)x}-\frac{\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x2,n}}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\left(\kappa_{x2,n}+\kappa_x\right)x}\right)\mathrm{d}x\\ \displaystyle+\int_{0}^{\infty}\left(\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(\kappa_{x1,n}-\kappa_x\right)x}-\frac{\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x2,n}}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(\kappa_{x2,n}-\kappa_x\right)x}\right)\mathrm{d}x\end{array}\right]\times\left[\int_0^{l_y}\left(\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}+\kappa_y\right)y}-\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}-\kappa_y\right)y}}{2i}\right)\mathrm{d}y\right], \tag{A.1}$$

이고 $\tilde{V}\left(\kappa_x,\kappa_y\right)$을 $\tilde{V}\left(\kappa_x\right)$와 $\tilde{V}\left(\kappa_y\right)$로 따로 나타내어 정리하면

$$\tilde{V}\left(\kappa_x\right)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\omega F_n}{2D\kappa_{x1,n}\left(\kappa_{x1,n}^2-\kappa_{x2,n}^2\right)}$$
$$\times\left[\begin{array}{l}\left[\dfrac{1}{\mathrm{j}\left(\kappa_{x1,n}+\kappa_x\right)}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\left(\kappa_{x1,n}+\kappa_x\right)x}-\dfrac{1}{\mathrm{j}\left(\kappa_{x2,n}+\kappa_x\right)}\dfrac{\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x2,n}}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\left(\kappa_{x2,n}+\kappa_x\right)x}\right]_{-\infty}^{0}\\ +\left[\dfrac{1}{-\mathrm{j}\left(\kappa_{x1,n}-\kappa_x\right)}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(\kappa_{x1,n}-\kappa_x\right)x}-\dfrac{1}{-\mathrm{j}\left(\kappa_{x2,n}-\kappa_x\right)}\dfrac{\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x2,n}}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(\kappa_{x2,n}-\kappa_x\right)x}\right]_{0}^{\infty}\end{array}\right]$$
$$=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\omega F_n}{2D\kappa_{x1,n}\left(\kappa_{x1,n}^2-\kappa_{x2,n}^2\right)}\left[\begin{array}{l}\left[\dfrac{1}{\mathrm{j}\left(\kappa_{x1,n}+\kappa_x\right)}-\dfrac{1}{\mathrm{j}\left(\kappa_{x2,n}+\kappa_x\right)}\dfrac{\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x2,n}}\right]\\ +\left[\dfrac{1}{\mathrm{j}\left(\kappa_{x1,n}-\kappa_x\right)}-\dfrac{1}{\mathrm{j}\left(\kappa_{x2,n}-\kappa_x\right)}\dfrac{\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x2,n}}\right]\end{array}\right] \tag{A.2}$$
$$=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\omega F_n}{2D\kappa_{x1,n}\left(\kappa_{x1,n}^2-\kappa_{x2,n}^2\right)}\left(-\frac{2\mathrm{j}\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x1,n}^2-\kappa_x^2}+\frac{2\mathrm{j}\kappa_{x1,n}}{\kappa_{x2,n}}\left(\frac{\kappa_{x2,n}}{\kappa_{x2,n}^2-\kappa_x^2}\right)\right)$$
$$=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\mathrm{j}\omega F_n}{D\kappa_{x1,n}\left(\kappa_{x1,n}^2-\kappa_{x2,n}^2\right)}\left(\frac{1}{\kappa_{x2,n}^2-\kappa_x^2}-\frac{1}{\kappa_{x1,n}^2-\kappa_x^2}\right)$$
$$=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\mathrm{j}\omega F_n}{D\left(\kappa_{x1,n}^2-\kappa_x^2\right)\left(\kappa_{x2,n}^2-\kappa_x^2\right)},$$

$$
\begin{aligned}
\tilde{V}\left(\kappa_y\right) &= \frac{1}{2\mathrm{j}}\sum_{n=1}^{\infty}\int_0^{l_y}\left(\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}+\kappa_y\right)y}-\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}-\kappa_y\right)y}}{2\mathrm{j}}\right)\mathrm{d}y \\
&= \frac{1}{2\mathrm{j}}\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\left[\frac{1}{\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}+\kappa_y\right)}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}+\kappa_y\right)y}\right]_0^{l_y}-\left[\frac{1}{-\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}-\kappa_y\right)}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}-\kappa_y\right)y}\right]_0^{l_y}\right\} \\
&= \frac{1}{2\mathrm{j}}\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\frac{1}{\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}+\kappa_y\right)}\left(\mathrm{e}^{\mathrm{j}\left(n\pi+\kappa_y l_y\right)}-1\right)+\frac{1}{\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}-\kappa_y\right)}\left(\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(n\pi-\kappa_y l_y\right)}-1\right)\right\} \\
&= \frac{1}{2\mathrm{j}}\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\frac{1}{\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}+\kappa_y\right)}\left(\cos\left(n\pi\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y l_y}-1\right)+\frac{1}{\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}-\kappa_y\right)}\left(\cos\left(n\pi\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y l_y}-1\right)\right\} \\
&= \frac{1}{2\mathrm{j}}\sum_{n=1}^{\infty}\left(\cos\left(n\pi\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y l_y}-1\right)\left(\frac{1}{\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}+\kappa_y\right)}+\frac{1}{\mathrm{j}\left(\kappa_{y,n}-\kappa_y\right)}\right) \\
&= \frac{1}{2\mathrm{j}}\sum_{n=1}^{\infty}\left(\cos\left(n\pi\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y l_y}-1\right)\left(\frac{-2\mathrm{j}\kappa_{y,n}}{\left(\kappa_{y,n}+\kappa_y\right)\left(\kappa_{y,n}-\kappa_y\right)}\right) \\
&= \sum_{n=1}^{\infty}\left(\cos\left(n\pi\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y l_y}-1\right)\left(\frac{\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}\right) \\
&= \sum_{n=1}^{\infty}\left(\left(-1\right)^n\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y l_y}-1\right)\left(\frac{\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}\right)
\end{aligned}
\tag{A.3}
$$

,

으로 나타낼 수 있고 $\tilde{V}\left(\kappa_y\right)$의 절대값은

$$
\begin{aligned}
\left|\tilde{V}\left(\kappa_y\right)\right| &= \sum_{n=1}^{\infty}\left|\left(-1\right)^n\mathrm{e}^{\mathrm{j}\kappa_y l_y}-1\right|\left|\frac{\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}\right| \\
&= \sum_{n=1}^{\infty}\left|\cos\left(\kappa_y l_y-n\pi\right)+i\sin\left(\kappa_y l_y-n\pi\right)-1\right|\left|\frac{\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}\right| \\
&= \sum_{n=1}^{\infty}\sqrt{\left(\cos\left(\kappa_y l_y-n\pi\right)-1\right)^2+\left(\sin\left(\kappa_y l_y-n\pi\right)\right)^2}\left|\frac{\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}\right| \\
&= \sum_{n=1}^{\infty}\sqrt{\cos^2\left(\kappa_y l_y-n\pi\right)-2\cos\left(\kappa_y l_y-n\pi\right)+1+\sin^2\left(\kappa_y l_y-n\pi\right)}\left|\frac{\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}\right| \\
&= \sum_{n=1}^{\infty}\sqrt{2\left(1-\cos\left(\kappa_y l_y-n\pi\right)\right)}\left|\frac{\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}\right| \\
&= \sum_{n=1}^{\infty}\sqrt{4\sin^2\left(\frac{\kappa_y l_y-n\pi}{2}\right)}\left|\frac{\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}\right|
\end{aligned}
\tag{A.4}
$$

,

이므로 $\left|\tilde{V}\left(\kappa_x,\kappa_y\right)\right|$은

$$\left|\tilde{V}_m\left(\kappa_x,\kappa_y\right)\right| = \sum_{n=1}^{\infty}\left|\frac{\omega F_n}{D\left(\kappa_{x1,n}^2-\kappa_x^2\right)\left(\kappa_{x2,n}^2-\kappa_x^2\right)}\right|\left|\frac{\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}\right|\sqrt{4\sin^2\left(\frac{\kappa_y-\kappa_{y,n}}{2l_y}\right)}, \tag{A.5}$$

이 된다. 따라서 $\left|\tilde{V}\left(\kappa_x,\kappa_y\right)\right|^2$ 은

$$\left|\tilde{V}\left(\kappa_x,\kappa_y\right)\right|^2 = \sum_{n=1}^{\infty}\left|\frac{\omega F_n}{D\left(\kappa_{x1,n}^2-\kappa_x^2\right)\left(\kappa_{x2,n}^2-\kappa_x^2\right)}\right|^2\left|\frac{2\kappa_{y,n}}{\kappa_y^2-\kappa_{y,n}^2}\right|^2\sin^2\left(\frac{\kappa_y-\kappa_{y,n}}{2l_y}\right), \tag{A.6}$$

이 된다.

참고 문헌

[1] F. Fahy and P. Gardonio, Sound and structural vibration: radiation, transmission and response, 2006.

[2] L. Cremer, M. Heckel and B. A. T. Petterson, Structure-Borne Sound, 3rd edition, Springer, Berlin, 2005.

[3] I. Prasetiyo, Investigation of Sound Transmission in Lightweight Structures Using a Waveguide Finite Element/Boundary Element Approach, Ph. D. thesis, University of Southampton, UK, 2012.

[4] G. Xie, D. J. Thompson, C. J. C. Jones, The Radiation Efficiency of Baffled Plates and Strips, Journal of Sound and Vibration, 280, 181-209, 2005.

[5] G. Maidanik, Response of Ribbed Panels to Reverberant acoustic fields, Journal of Acoustical Society of America, 34, 809-826, 1962.

[6] F. G. Leppington, E. G. Broadbent, K. H. Heron, The Acoustic Radiation Efficiency of Rectangular Panels, Proceedings of the Poyal Society London A, 382, 245-271, 1982.

[7] W. L. Li, An Analytical Solution for the Self- and Mutual Radiation Resistances of a Rectangular Plate, Journal of Sound and Vibration, 245 (1), 1-16, 2001.

[8] I. L. Ver, C. I. Holmer, in: L. L. Beranek (Ed.), Noise and Vibration Control, McGraw-Hill, New York, 287-296, 1971.

[9] C. M. Nilsson, Waveguide Finite Elements Applied on a Car Tyre, Ph. D. thesis, KTH, Stockholm, 2004.

[10] U. Orrenius and S. Finnveden, Calculation of Wave Propagation in Rib-stiffened Plate Structure, Journal of Sound and Vibration, 198 (2), 203-224, 1996.

[11] H. Kim and J. Ryue, Sound radiation from strip plates with longitudinal stiffeners using waveguide finite and boundary element methods, Journal of Mechanical Science and Technology 28(7), 2527-2534, 2014.

[12] Y. Zhang, D. J. Thompson, G. Squicciarini, J. Ryue, X. Xiao and Z. Wen, Sound transmission loss properties of truss core extruded panels, Applied Acoustics 131, 134-153, 2018.

[13] H. Kim and J. Ryue, Numerical analysis on sound transmission loss at high frequencies through extruded panels for railway vehicles, Transactions of the Korean Society for Noise and Vibration Engineering 28(3), 264-270, 2018.

[14] N. J. Shaw, The prediction of railway vehicle internal noise using statistical energy analysis techniques, MSc Thesis, Heriot-Watt University, Edinburgh, 1990.

[15] G. Xie, D. J. Thompson and C. J. C. Jones, Mode count and modal density of structural systems: relationships with boundary conditions, Journal of Sound and Vibration 274, 621-651, 2004.

[16] G. Xie, D. J. Thompson and C. J. C. Jones, A modelling approach for the vibroacoustic behaviour of aluminium extrusions used in railway vehicles, Journal of Sound and Vibration 293, 921-932, 2006.

[17] D. Chronopoulos, M. Ichchou, B. Troclet and O. Bareille, Computing the broadband vibroacoustic response of arbitrarily thick layered panels by a wave finite element approach, Applied Acoustics 77, 89-98, 2014.

[18] T. Kohrs, Wave propagation in light weight plates with truss-like cores, PhD Thesis, TU Berlin, 2008.

[19] U. Orrenius, H. Liu, A. Wareing, S. Finnveden and V. Cotoni, Wave modelling in predictive vibro-acoustics: Applications to rail vehicles and aircraft, Wave Motion 51, 635-649, 2014.

[20] M. Villot, C. Guigou and L. Gagliardini, Predicting the acoustical radiation of finite size multi-layered structures by applying spatial windowing of infinite structures, Journal of Sound and Vibration 245(3), 433-455, 2001.

[21] J. Legault, A. Mejdi and N. Atalla, Vibro-acoustic response of orthogonally stiffened panels: the effects of finite dimensions, Journal of Sound and Vibration 183, 5928-5948, 2011.

[22] A. D. Müller, Acoustical investigation of an extruded aluminium railway vehicle floor panel, MSc Thesis, University of Southampton, 2004.

[23] C. M. Nilsson, A. N. Thite, C. J. C. Jones and D. J. Thompson, Estimation of sound transmission through extruded panels using a coupled waveguide finite element-boundary element method, Proceedings of the 9th International Workshop on Railway Noise, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design 99, 306-312, 2007.

[24] H. Kuttruff, Room acoustics, sixth edition, CRC Press, 2016.

[25] C. M. Nilsson and C. J. C. Jones, Theory manual for WANDS 2.1, ISVR technical memorandum No.975, University of Southampton, UK, 2007.

[26] C. M. Nilsson and C. J. C. Jones, Manual for WANDS 2.1, ISVR technical memorandum No.976, University of Southampton, UK, 2007.

[27] J. Ryue, Wave Propagation in Railway Tracks at High Frequencies, Ph. D. thesis, University of Southampton, UK, 2008.

[28] J. Ryue, D. J. Thompson, P.R. White and D. R. Thompson, Decay Rates of Propagating Waves in Railway Tracks at High Frequencies, Journal of Sound and Vibration, 320, 955-976, 2009.

[29] J. Ryue, D. J. Thompson, P.R. White and D. R. Thompson, Investigations of propagating wave types in railway tracks at high frequencies, Journal of Sound and Vibration, 315, 157-175, 2008.

[30] J. Ryue, S. Jang and D. J. Thompson, A wavenumber domain numerical analysis of rail noise including the surface impedance of the ground, Journal of Sound Vibration, 432, 173-191, 2018.

[31] C. M. Nilsson and S. Finnveden, Input Power to Waveguides Calculated by a Finite Element Method, Journal of Sound and Vibration, 305, 641-658, 2007.

[32] C. M. Nilsson, C. J. C. Jones, D. J. Thompson, J. Ryue, A Waveguide Finite Element and Boundary Element Approach to Calculating the Sound Radiated by Railway and Tram Rails, Journal of Sound Vibration, 321, 813-836, 2009.

[33] A. London, Transmission of reverberant sound through double walls, The journal of the Acoustical Society of America, 22(2), 270-279, 1950

[34] G. Xie, The vibroacoustic behaviour of aluminium extrusions used in railway vehicle, Ph. D. thesis, University of Southampton, UK, 2004.

[35] F. Fahy and D. J. Thompson, Fundamentals of sound and vibration, 2nd edition, Boca Raton; CRC Press, 2015.

[36] N. C. Perkins and C.D. Mote Jr., Comments on curve veering in eigenvalue problems, Journal of Sound Vibration, 106(3), 451-463, 1986.

[37] ISO 140–3:1994, Acoustics – Measurement of sound insulation in buildings and of building elements – Part 3: Laboratory measurement of airborne sound insulation of building elements.

Abstract

Many large structures such as ships, offshore structures and railway vehicles are composed of double plates with complex cross sections. In order to analyze the vibration and noise of such structures, it is necessary to understand the vibro-acoustic behaviour of double plates with complex cross-sections as basic elements. In this study, to mitigate the difficulty of analysis, a double plate with a complex cross section is simplified to a waveguide structure with a constant cross-section in the longitudinal direction.

In this study, the vibration and sound radiation of a strip plate (a plate having long length compared to its width) are numerically analyzed. The waveguide finite element and boundary element method which is effective for the vibration and noise analysis of waveguide structures with a constant cross-sectional shape is used. Since the waveguide finite element / boundary element method analyzes by modeling only two-dimensional cross sections, the size of the model to be handled is small and the computation speed is high. First, numerical results of the radiation efficiency and sound transmission loss of a simple strip plate are compared with the theoretical results. The vibro-acoustic behaviour of single and double strip plates with the stiffeners are then discussed. In the case of the double strip plate, an air layer exists between the upper plate and the lower plate, and the inner air layer affects the vibration and sound radiation of the double strip plate. Therefore, the effects of the inner air cavity are examined when the double strip plate are coupled with the inner air cavity.

In fact, large structures consist of panels that are much more complex than simple double panel structures. Therefore, the complex shaped aluminium extruded panel used in the floor of the railway vehicle is chosen as an example of the complex shaped extruded panels. The wave propagation characteristics of the extruded panel are examined through the dispersion diagram. For mechanical excitation, the characteristics of the radiation efficiency according to the point force of the two types (strip excitation and stiffener excitation) are analyzed and the difference between the two types is discussed in detail. In the case of acoustic excitation, the acoustic transmission characteristics are examined. The validity of the numerical results is confirmed by comparing the numerical results with those from the 1.5 m long finite plates.