

工學博士 學位論文

超廣大域 電波吸收体の 設計 및
製作에 관한 研究

A Study on Design and Fabrication of
Electromagnetic Wave Absorber with
Super Wide-Band Characteristics

指導教授 金 東 一

2005年 2月

韓國海洋大學校 大學院

電波工學科

孫 峻 榮

本 論 文 을 孫 峻 榮 의 工 學 博 士
學 位 論 文 으 로 認 准 함

委 員 長 : 工 學 博 士 정 세 모 ((印))

委 員 : 工 學 博 士 고 광 섭 ((印))

委 員 : 工 學 博 士 김 기 채 ((印))

委 員 : 工 學 博 士 민 경 썩 ((印))

委 員 : 工 學 博 士 김 동 일 ((印))

2005年 2月

韓 國 海 洋 大 學 校 大 學 院

電 波 工 學 科

孫 峻 榮

感謝의 글

박사과정의 마지막 길모퉁이에 서있습니다. 아주 조심스럽게 걸어온 길이고, 아주 오래 걸어온 것만 같은데, 그리 멀리 오지 못한 느낌은 아직 부족함을 느끼기 때문인 것 같습니다.

그 길을 걸어오는 동안 항상 제 곁에 있어준 가족들과 향아 가족들에게 먼저 감사의 말씀을 전합니다.

본 논문이 있기까지 많은 지도를 해 주신 지도교수 김동일 교수님, 논문심사에 애써주신 정세모 교수님, 해군사관학교 고광섭 교수님, 영남대학교 김기채 교수님, 민경식 교수님께 감사를 드리고, 학과 교수님이신 조형래 교수님, 정지원 교수님, 김기만 교수님, 강인호 교수님께도 감사를 전합니다. 그리고 공부를 계속할 수 있도록 조언과 격려를 해주신 동의대학교 김동일 교수님, 최삼길 교수님, 김민준 교수님, 이정재 교수님, 김창규 교수님께 감사를 드리며, 항상 든든한 바람막이가 되어 주신 원영수 선배님, 박우근 선배님께도 감사의 말씀을 올립니다.

학과의 박사과정인 최동한, 태경, 지원, 철근에게는 좋은 결실이 있기를, 항상 친구같은 후배인 동우, 도연, 동식, 종호, 외형, 연준에게는 고마움을, 석사과정을 마치는 승재, 상현, Rui, 상욱에게는 건강함을, 총렬이와 영배, 재현, 정현, 대훈, 신자, 상미 그리고 조교 민지, 모든 연구실 후배들에게는 열정이 항상 같이하기를 바랍니다. 그리고 하숙집 꼬맹이와 주인형님내외분께도 감사의 마음을 전합니다. 또한 늦게 알게된 SCF 가족들과 진우형, 연배, 민제, 재관이에게도 인사드립니다.

두가지 길 중에 하나를 선택하고 선택한 길을 가다가 후회하는 사람은 다른 길을 선택했다라고 후회한다고 합니다. 후회가 아닌 반성을 하며 개척해 나가는 사람이 되고자 합니다.

마지막으로, 대학시절 아버님과의 약속을 이제서야 지키는 못한 아들을 지켜보고 계실 아버님의 영전에 이 논문을 바칩니다.

◆ 목 차 ◆

Nomenclature	iii
Abbreviations	v
Abstract	vi
제 1 장 서론	1
1.1 연구 배경	1
1.2 연구 목적	3
1.3 연구 방법	4
제 2 장 전파흡수체의 종류와 측정법	5
2.1 전파흡수체의 분류	6
2.1.1 재료에 의한 분류	6
2.1.2 층수에 의한 분류	7
2.1.3 외관에 의한 분류	7
2.1.4 주파수 특성에 의한 분류	8
2.1.5 단층형 전파흡수체	9
2.1.6 다층형 전파흡수체	12
2.1.7 광대역 전파흡수체	14
2.2 전파흡수체 측정법	18
2.2.1 파동방정식	18
2.2.2 분포정수회로화	22
2.2.3 전파흡수체 재료	27
2.2.4 재료의 측정법	34
제 3 장 광대역 페라이트 전파흡수체 설계	40
3.1 페라이트 전파흡수체의 주파수 분산 특성	40
3.1.1 페라이트 전파흡수체의 전파흡수조건	40
3.1.2 페라이트 비투자율 주파수 분산특성	43
3.2 등가재료정수법	46
3.2.1 두 도체판 사이의 정전용량	46
3.2.2 평행판 전송선로의 정전용량	47

3.2.3	평행판 전송선로의 인덕턴스	48
3.2.4	주기 배열 정방형 전과흡수체의 등가 유전율	49
3.2.5	주기 배열 정방형 전과흡수체의 등가 투자율	52
3.3	Hemisphere 타입 광대역 전과흡수체의 설계	54
3.3.1	등가재료정수법을 이용한 해석	54
3.3.2	사입사 특성을 위한 전자파의 반사와 굴절	58
3.3.3	시뮬레이션 결과	62
제 4 장	자성재료 해석을 위한 FDTD	70
4.1	FDTD법의 정식화	71
4.1.1	맥스웰 방정식	71
4.1.2	안정성	74
4.1.3	1차원에서 흡수경계조건	77
4.1.4	유전체에서의 전파	78
4.1.5	주파수 의존 유전체 매질	82
4.1.6	주파수 의존 자성체 매질	83
4.1.7	입사파의 결정	87
4.2	주파수 의존매질을 위한 1차원 FDTD의 검증	88
4.3	등가재료를 이용한 FDTD 방법	93
4.3.1	등가 유전율을 적용한 전계 방정식	93
4.3.2	등가 투자율을 적용한 자계 방정식	94
4.4	Hemisphere 타입 전과흡수체 해석	98
제 5 장	실측정을 위한 구형 동축관 측정 시스템	103
5.1	측정 시스템의 구성	103
5.1.1	동축관에 의한 전과흡수능 측정기법	103
5.1.2	테이퍼 구형 동축관 측정시스템의 구성과 측정	107
5.2	EMCM과 FDTD 그리고 실측정치의 비교 검증	114
5.3	측정결과 및 검토	115
제 6 장	피라미드 적층형 전과흡수체	116
6.1	설계	116
6.1.1	복층 전과흡수체의 형상	116

6.1.2 다층형 해석모델에 의한 복층형 전과흡수체의 해석	117
6.2 제작 및 측정결과	119
6.3 결과	119
제 7 장 결론	121
참고문헌	123
본 논문 관련 게재, 발표 논문 및 참여 프로젝트	126

Nomenclature

- \mathbf{B} : Magnetic flux density vector
- C : Capacitance per unit length
- \mathbf{D} : Electric flux density vector
- d_n : Thickness of n_th layer
- \mathbf{E} : Electric field vector
- G : Conductance per unit length
- \mathbf{H} : Magnetic field vector
- I : Current
- \mathbf{J} : Electric conduction current density vector
- L : Inductance per unit length
- R : Resistance per unit length
- V : Voltage
- Y : Admittance
- Z : Impedance
- \hat{z} : Normalized impedance
- Z_c : Characteristic impedance
- \hat{z}_c : Normalized characteristic impedance
- z_n : Input impedance of n_th layer
- α : Attenuation constant
- β : Phase constant
- Γ : Reflection coefficient
- γ : Propagation constant

- ε : Permittivity
- ε_0 : Permittivity of vacuum
- ε_{eq} : Equivalent permittivity
- ε_{rn} : Relative permittivity of n_th layer
- λ : Wave length of free space
- μ : Permeability
- μ_0 : Permeability of vacuum
- μ_{eq} : Equivalent permeability
- μ_{rn} : Relative permeability of n_th layer
- σ : Conductivity
- ω : Angular velocity

Abbreviations

ANSI	:	American National Standards Institute
CISPR	:	International Special Committee on Radio Interference
EMC	:	Electromagnetic Compatibility
EMI	:	Electromagnetic Interference
EMS	:	Electromagnetic Susceptibility
FCC	:	Federal Communications Commission
FDTD	:	Finite Difference Time Domain
EMCM	:	Equivalent Material Constants Method
IEC	:	International Electromagnetic Commission
TEM	:	Transverse Electro Magnetic
TE	:	Transverse Electric
TM	:	Transverse Magnetic

Abstract

A study on Design method for Ferrite Electromagnetic wave absorber with Broad-Band Characteristics

June Young Son

Dept. of Radio Sciences & Engineering

Graduate School, Korea Maritime Univ.

Supervisor : Prof. Dong Il Kim, Ph. D

With the progress of electronics industry and radio communication technology, mankind might enjoy its abundant life. On the other hand, serious social problems such as electromagnetic interference (EMI), have arisen due to the increased use of electromagnetic (EM) waves. Therefore, International organizations such as CISPR, FCC, ANSI, etc., have provided the standards for the EM wave environment and for the countermeasure of the electromagnetic compatibility (EMC).

EM wave absorbers are used for constructing an anechoic chamber in order to test and measure EMI and electromagnetic susceptibility (EMS). It has been recognized that the absorption ability of the EM wave absorber has more than 20 dB, and the absorption frequency band is required through 30 MHz to 1,000 MHz for satisfying the international standards about an anechoic chamber for EMI/EMS measurement.

From November of 1998, however, the CISPR has accepted the extended frequency band from 1 GHz to 18 GHz additionally in the bandwidth of EMI measurement.

In this dissertation, an EM wave absorber with super wide-band frequency characteristics was proposed in order to satisfy the above requirements and designed using the EMCM. Furthermore, a new simulation and analysis methods were

adopted by the FDTD method. The bandwidth of the proposed EM wave absorber was confirmed by simulation and experiments, which has the bandwidth from 30 MHz to above 6 GHz. In the experiments, tapered rectangular coaxial line was used.

In addition, to improve absorption ability of Ferrite EM wave absorber, the ferrite EM wave absorber on which pyramidal EM wave absorber is attached.

As a result, the frequency band from 30 MHz to 18 GHz obtained under the tolerance limits of more than 20 dB absorption.

제 1 장 서론

1.1 연구 배경

최근의 전자통신기술의 발달은 인류의 일상생활 편리함에 지대한 공헌을 한 것은 사실이나 한편으로는 엄청나게 늘어난 주파수의 수요로 인하여 불필요한 전자파에 대한 폐해로 나타나게 되었다. 최근의 정보통신과 관련된 장비들이 초소형화, 경량화, 자동화로 발전하면서 장비들 사용이 급증하여, 장비들 간 서로 불필요한 전자파를 방사함으로써 불요전자파에 의해 각종 산업 현장에서의 생산 설비나 은행의 컴퓨터 단말기의 오동작, 교통수단 및 핵발전소의 제어 장치의 오동작 등과 같은 전자파장해문제와 기기 오동작으로 인한 인명에 치명적인 피해를 끼친 사례들이 보고 되고 있으며 갈수록 증가해 가는 추세이다. 이러한 이유로 인해 전자파 장해에 대한 대책이 사회적으로 큰 관심을 끌고 있다.

이에 각국은 전자파 장해에 대한 대책을 마련하게 되는데, 국제적으로는 FCC (Federal Communications Commission), ANSI (American National Standard Institution), IEC (International Electrotechnical Commission) 등의 규제가 제정되었고, 국내에서도 전자통신용 장비의 EMI (Electromagnetic Interference) / EMS (Electromagnetic Susceptibility) 문제에 대한 규제를 제정하여 운용하고 있다[1]. 전자파장해 방지에 관한 국제적인 검토는 주로 IEC의 산하 기구인 CISPR (International Special Committee on Radio Interference)에서 다루어지며 국제적인 규격이 여기에서 권고의 형태로 나온다.

국제적으로는 불요 방사 전자파를 측정하는 장소로는 외부로부터 전파의 영향을 전혀 받지 않는 야외에 설치된 야외 시험장(OATS ; Open Area Test Site)에서 하는 것을 원칙으로 하고 있지만 우리나라는 현재 심야까지 방송을 실시하고 있으며 차량은 거의 24시간 운행하고 있기 때문에 Open Site는 도심 주변을 떠나 고속도로나 고압 송전선으로부터 멀리 떨어진 전파의 영향을 받지 않는 장소를 선정하여 만들어야 하기 때문에 현실적으로 어려움이 많다.

따라서 Open Site와 똑같은 성능을 가진 시험장을 실내에 만들어 Open Site를 이용하는데 따른 여러 가지 제약으로부터 벗어나고자 노력하고 있다. 이러한 공간을 전파암실 또는 전파무향실이라 하는데, 천정, 벽면, 바닥 등 실내 전체 벽면에 전파흡수체를 설치하여 각 벽면에서 전파를 흡수해서

반사파를 생기지 않도록 만든 전파적으로는 무한 공간과 등가인 실내 공간을 말한다. 이러한 전파무향실은 주로 안테나의 지향성이나 전파의 전파실험을 한다. 이와 같은 전파무향실을 구성하기 위해서는 우수한 흡수능을 가지는 전파흡수체가 필요하다. 국제규격기준(ANSI C634-1991, CISPR ASEC 109, 또는 IEC 801-3)을 충분히 만족시키는 전파무향실을 만들기 위해 사용되는 전파흡수체는 주파수대역 30 Mhz ~ 1 GHz 범위에서 20 dB 이상의 전자파 흡수능이 요구되고 있다. 그러나, 1998년 11월 6일 CISPR에서 EMI에서 방사 측정 주파수 범위를 종래 보다 확장된 30 Mhz ~ 18 GHz 까지 확장하는 CISPR 11을 권고하였으며, 이에 따라 ANSI 및 FCC 등에서도 후속조치가 있을 것으로 예상된다[2]. 이렇게 전자통신기기의 발전과 더불어 공간으로 방사하는 불요 전자파 역시 높아져 가는 추세에서 전파흡수체의 성능도 보다 광대역화 할 수 있는 연구가 진행되고 있다. 전파흡수체는 손실재료를 이용하여 입사한 전자파를 흡수하여 열로 변환시키며 반사파가 발생하지 않도록 한다. 이러한 손실재료로서 도전성 손실재료, 유전성 손실재료, 자성 손실재료 등이 있다. 도전성 손실재료는 도전전류에 따라 전파를 흡수하는 것으로 도전성 섬유같은 직물이 있고, 유전성 손실재료로는 카본고무, 카본 함유 발포우레탄, 카본함유 발포 폴리에치렌 등이 있으며 보다 광대역 특성을 얻기 위해 다층형 구조로 제작하는 것이 많다. 또, 자성 손실재료의 대표적인 것은 페라이트인데, 이 재료는 넓은 주파수대역에 걸쳐 양호한 흡수특성을 나타낸다. 페라이트 전파흡수체의 재료 정수 측정은 샘플홀더에 의한 측정법이 사용되며, 만들어진 전파흡수체에 대하여 TEM 모드에서 흡수능 측정을 위해서는 반사계수법이 사용된다. 이 방법은 전파흡수체에 최적화된 각도에서 송신기를 이용하여 전파를 방사하고 전파흡수체에서 반사하는 전파를 수신기에서 수신하는 방법으로 측정 시스템을 구축하는데 많은 비용이 든다.

따라서 보다 저렴한 전파흡수체 특성측정기법에 대한 연구가 현재 진행되고 있고, 전파무향실의 특성평가 역시 더욱 정밀한 결과가 예상되고 있다. 자성재료인 페라이트를 이용한 전파흡수체는 우수한 흡수특성으로 인하여 타일형과 그리드형의 이면에 금속판을 붙힌 형태로 Natio에 의하여 개발되었다[3]. 특히 주파수 분산특성을 수치적 모델로 정식화되었고, 기하학적인 구조를 갖는 페라이트 전파흡수체에 대하여는 통상 등가재료정수법(EMCM ; Equivalent Material Constants Method) 으로 해석하고 있다. 페라이트 전파흡수체에 대한 연구는 계속하여 정방형 페라이트 기둥구조의 전파흡수체, 십자 슬롯의 2층형 전파흡수체, 십자형 전파흡수체, 테이퍼를 가지는 전파흡수체 등으로 이어지면서 페라이트를 기하학적으로 공간화하

여 배치하는 구성으로 개발이 진행되고 있는데 이것은 앞의 것보다 향상된 흡수 특성을 나타내고 있다. 그러나 돌기 형상을 가지는 전파흡수체를 평판 형태의 등가 모델형태로 해석하는 등가재료정수법은 파장의 길이가 돌기의 주기보다 작아지는 고주파수에서는 그 계산치의 신뢰성이 떨어지게 된다.

본 논문에서는 기존 전파무향실에 사용되고 있는 1.8 ~ 3 m 이상의 전파흡수체의 경우와는 달리 수에서 수십 30 cm이하이면서 광대역의 흡수능을 가지는 전파흡수체를 설계 제작하고, 그 흡수능을 실제 측정한다[5]. 또한, 현재 가장 신뢰할 수 있는 전자계 수치해석법의 하나로 알려진 FDTD (Finite Difference Time Domain) 법을 이용하여 자성체를 시뮬레이션할 수 있는 방법을 제안하고, 기존 설계 방법인 등가재료정수법의 결과치와 FDTD 결과치, 그리고 실제 측정치를 비교 검증한다.

1.2 연구 목적

전파무향실은 하나의 전자장비로부터 다른 전자장비로의 전자파 간섭 (Interference) 혹은 전자파 내성 (susceptibility)의 검사 및 측정, 그리고 안테나의 방사 또는 수신 패턴을 측정하기 위해 다목적으로 사용되고 있다. 이러한 전파무향실에 사용되는 전파흡수체는 전파무향실을 CISPR 11과 같은 국제 규격에 맞도록 이용 가능 주파수의 범위가 광대역화 되어야 한다.

종래의 전파흡수체는 페라이트 타일의 경우 20 dB 이상의 반사감쇠량을 가지는 주파수 대역이 30 ~ 400 MHz 정도이고, Naito 등에 의해 개발된 Grid 형 페라이트 전파흡수체의 경우도 그 대역이 30 ~ 870 MHz 정도여서, 위의 국제규격을 만족시키기에는 매우 미흡한 실정이다.

또한, 현재 개발 시판되고 있는 카본 스틸로폼 피라미드 또는 카본 폴리우레탄폼 피라미드의 경우 그 크기가 1.8 ~ 3 m 로 유효공간 확보에 문제점이 있다. 예를 들면, Rayproof의 경우는 전파무향실용 전파흡수체로 카본 폴리우레탄을 사용하고 있으며, 두께가 3.7 m 나 되고, 무게가 67 kg 이어서 시공의 불편과 작업공간의 협소함, 그리고 2 ~ 3년 주기로 보수를 해야하는 문제점을 가지고 있다.

그러므로, 전파무향실용 전파흡수체는 소형화를 통해 유효공간 확보를 하고, 작업이 용이해야 하며, 반영구적이어야 한다. 그리고, 복합구조의 형태를 설계하는데에 현재 사용되고 있는 등가재료정수법을 대체하여 보다 신뢰성을 가지는 설계기법의 개발도 필요하다.

본 연구에서는 자성재료인 페라이트를 사용하여 위의 요구를 만족할 수

있는 전파 흡수체의 형상과 최적의 치수 및 두께를 등가재료정수법을 통해 도출하고, 실제 제작된 흡수체를 동축관 시스템을 이용하여 실측정하고자 한다.

더불어, 현재 복합 구조를 해석함에 있어 사용되고 있는 등가재료정수법에서 나타나는 오차를 줄이기 위해 보다 신뢰성 있는 방법으로 FDTD 법을 이용한 자성손실 재료 전파흡수체의 시뮬레이션 방법을 제시하고자 한다.

1.3 연구 방법

전자파흡수체를 응용면에 따라 분류하면, 어떤 주파수 이상에서는 반사를 일으키지 않는 광대역(Wide Band ; W형)형과 제한된 대역에서만 전파를 흡수하는 협대역(Narrow Band ; N형)형으로 대별된다. W형은 주로 전파암실용으로 개발된 흡수체로서 전파무향실 건설에 이용되는 점에서 광대역특성을 가장 중요시하게 된다[6].

본 연구에서 제안하는 페라이트 전파흡수체는 W형으로 전파무향실용 요구를 충족시키기 위하여 전체적으로 원추형의 형상을 타일판 상에 배치하고 원기둥과 반구를 부가한 새로운 형태의 전파흡수체를 구성하고, 페라이트의 두께와 페라이트 사이의 간격을 제어함으로써 광대역 특성을 가지는 전파흡수체를 등가재료정수법을 이용하여 설계하기로 한다. 먼저 전파흡수체의 공간적 형상 및 치수변화에 대한 모델화를 수행한 후, 등가재료정수법에 의하여 등가복소투자율 및 등가복소유전율을 계산하여 광대역에서 흡수능이 20 dB, 다시말해서 반사감쇠량 99 %이상인 특성을 가지도록 전파흡수체의 최적치수 및 간격을 결정하여 제작한다.

또한 실제 제작된 전파흡수체의 전파흡수능 측정기법으로서 네트워크 아날라이저 사용을 위해 13/8 인치 직경의 50 Ω아답터를 가진 테이퍼진 구형(矩形)동축관과 연결하여 시간영역에서 흡수능을 측정한다[7].

실측정된 데이터와 등가재료정수법에 의해 계산된 데이터를 비교하는 경우, 일정한 오차를 보이게 되는데 이를 보다 정확하게 계산할 수 있도록 자성 재료를 위한 FDTD 법을 제안하고 그 데이터들을 비교 분석한다.

제 2 장 전파흡수체의 종류와 측정법

검은 천으로 주위가 가리워진 곳에서 실행되는 광학 실험은 그 특성을 조사할 때 외부의 빛의 영향을 받지 않게 하기 위함이고 가시광선에 대해서 검은 천을 사용하는 것은 빛을 반사하지 않고 잘 흡수하기 때문이다. 이와 같이 광학실험을 행하기 위한 암실과 마찬가지로 전파에 대해서도 어떤 특별한 공간이 필요하다. 전파실험에 있어서 가장 중요시 되면서도 갖추기가 용이하지 않은 것이 이러한 공간을 획득하는 것이다. 이것을 전파암실이라고 하고 이곳에서 광학실험실의 검은색 커튼과 같은 역할을 하는 것이 전파흡수체이다.

만약에 전기에너지를 포함한 건전지에 전구를 연결했다고 하면 그것은 빛을 방사하는 동안 뜨거워진다. 그것은 전기에너지가 변화하여 빛과 열에너지로 변화된 것을 보여주는 것이다. 일반적으로 전기 에너지를 열에너지로 변화시키는 물체를 저항체라고 하는데 전구의 경우는 텅스텐을 저항체로 사용하였다. 전파흡수체도 저항체 성질을 갖게 되는 여러 가지 재료들을 알맞게 혼합하여 흡수체 내부의 임피던스를 공간의 임피던스와 정합 되도록 설계하면 공간의 전파에너지가 흡수되어 열에너지로 변하게 되는 것이다. 결과적으로 전파흡수체는 도달하는 전파에너지를 전부 또는 어느 특정한 값 이하로 반사를 제한하기 위하여 필요한 것이다. 이와 같이 반사를 제한하기 위해서는 입사되는 전파에너지를 열에너지로 변화시켜야만 한다. 불필요한 전파를 내지 않거나 또는 반사를 하지 않도록 하는 재료로는 주로 양도체의 금속 또는 저항체, 손실재료 등이 있다. 손실재료의 분포정수회로의 기본식과 평면파의 미분방정식을 비교해보면 저항과 콘덕턴스는 각각 복소투자율의 허수항과 복소유전율의 허수항에 대치되며 도전율은 복소유전율의 허수항에 추가된다. 결국 도전 손실재, 자성손실재, 유전손실재 중의 하나 또는 이들의 조합으로 전파흡수체가 형성된다.

이들의 사용방법은 아래 3가지로 분류할 수 있다.

- 1) 전파가 몇 번이고 손실재에 부딪혀 그때마다 전파에 손실을 부여하는 경우: 그 대표적인 예는 전자레인지 안에 넣은 식품(손실재)이다.
- 2) 전파가 1회밖에 손실재료에 부딪히지 않는 경우 : 그 대표적인 예는 TV 신호의 반사방지에 사용되는 손실재이다.
- 3) 어떤 정해진 통로(전송로)를 통과하는 전자파에 손실을 부여하는 경우 :

그 대표적인 예로는 동축케이블 주위에 붙인 손실재나 전자레인지용 누설 방지 손실재가 있다.

이와 같이 전파 흡수체는 단일재료 또는 여러 가지 재료의 조합으로 필요한 용도에 따라 제작된다. 전파흡수체 제작에 기본이 되는 사항은 주파수, 재료정수, 두께 등을 이용하여 구하고자 하는 임피던스에 맞게 설계하여 정합을 시키는 것이다.

2.1 전파 흡수체의 분류

2.1.1 재료에 의한 분류

(1) 도전성 전파흡수재료

저항이나 저항피막에 흐르는 고주파 전류에 의해서 전파에너지가 열에너지로 변환하는 재료로 저항률 σ 가 관계한다. 대부분의 경우 전계가 큰 장소일수록 전파흡수의 정도가 크다. 또 자성손실은 없으므로 $\mu_r' = 1$ 이다. 이 도전성 전파흡수체인 저항 피막을 사용한 전파흡수체로는 $\lambda/4$ 형 전파흡수체를 들 수 있다.

(2) 유전성 전파흡수재료

카본 고무, 카본 함유 발포우레탄, 카본 발포스티롤재 등이고, 재료의 저항율이나 도전율에 관계하고 복소비유전율 ϵ_r' 의 허수부 ϵ_r'' (주파수 특성이 크다)에 의한 전파흡수재료이다. 전계가 큰 장소일 수록 전파흡수가 큰 것은 도전성 전파흡수재료와 같고 $\mu_r' = 1$ 이다. 특히, 발포스티롤재에 카본을 함유한 전파흡수재료는 함유하는 카본의 양을 적당히 조절함으로써 임의의 비유전율을 얻을 수 있으므로 다층형의 전파흡수체에 적용되고 있다.

(3) 자성 전파 흡수재료

소결페라이트가 대표적인 것으로, 고무 등에 페라이트를 혼합한 고무 페라이트등이 자성 전파흡수재료이다. 복소비유전율 μ_r' 의 허수부 μ_r'' 가 전파흡수에 기여한다. 상기 (1), (2)의 재료와 달리 자계가 큰 장소에서 전파흡수가 크다. 그러나 전파흡수기구가 상기와는 다르므로 VHF대에서는 대단히 얇은 전파흡수체가 실현될 수 있는 것이 특징이다.

2.1.2 층수에 의한 분류

전파흡수체를 구성하는 경우 sheet상 또는 판상을 한층 또는 다층으로 중첩시키므로, 전파흡수체를 층수에 의해 분류해 보면 다음과 같다.

(1) 단층형 전파흡수체

전파흡수재료가 한 장의 층으로 되어 있고, 보통 이면에는 알루미늄이나 철판등의 금속이 붙어 있다. 저항피막에 의한 $\lambda/4$ 형 전파흡수체나, 유전성 전파흡수재료에 의한 단층형 전파흡수체는 일반적으로 주파수 대역폭이 좁은협대역형 전파흡수특성을 나타낸다. 단 자성전파흡수체인 페라이트 타일은 비교적 넓은 주파수특성을 나타내는 것이 특징이다.

(2) 2층형 전파흡수체

단층형 전파흡수체를 광대역화 하기 위해 만든 것으로 층수가 두 장인 것이다. 사용주파수 범위를 넓히기 위해 이면에 금속을 붙인 층에서 전파를 흡수하고 전면의 층에서 공기의 전파특성 임피던스로 정합되도록 설계한다.

(3) 다층형 전파흡수체

전파흡수체를 구성하는데 층의 수가 많은 것은 다층형 전파흡수체라 한다. 단, 층의 수를 그대로 불러서 3층형 전파흡수체, 4층형 전파흡수체라 부르는 경우가 있다. 일반적으로 전파흡수체는 다층형으로 구성함으로써 주파수 대역폭이 넓어진다. 따라서, 광대역 특성이 요구되는 전파무향실용으로 다층형 전파흡수체를 이용한다.

2.1.3 외관에 의한 분류

전파흡수체를 외관에 의해 분류하면 다음과 같다.

(1) 평판형 전파흡수체

전파가 입사하는 면이 평면인 것이 평판형 전파흡수체이다. 보통 단층형 전파흡수체는 평판형이고, 또 다층형 전파흡수체도 설계를 고려할 때는 평판형을 기본으로 한다.

(2) 산형 전파흡수체

흡수체의 형상에 있어 최전면이 전파흡수재료에 의한 산형의 삼각형을 한 형상을 갖는 전파흡수체를 산형 전파흡수체라 한다. 이것은 최전면을 산형으로 함에 따라서 그 부분의 전파 감쇄정수가 전파 진행 방향에 대해서 직선적으로 서서히 크게 되므로 고아대역 특성이 얻어지는 특징이 있다.

(3) 피라미드형 전파흡수체

미국에서 수입되고 있는 전파흡수체의 형상은 거의 피라미드형이다. 이러한 피라미드 형상을 갖는 전파흡수체는 입사한 전파를 여러방향으로 산란시키기 때문에 반사전파가 어느 방향으로 반사되는가를 알기가 어려운 점이 있다.

2.1.4 주파수 특성에 의한 분류

전파흡수능은 허용 반사계수가 미리 설정된 값인 S 이하로 측정되는 특성을 갖는 것을 말하므로, 그 허용치 이하로 되는 주파수 비대역폭 $\Delta f/f_0$ 로부터 협대역형, 광대역형, 초광대역형으로 분류된다.

(1) 협대역형 전파흡수체

주파수 비대역폭 $\Delta f/f_0$ 가 약 10 %정도 이하, 또는 경우에 따라서 20 % 이하의 전파흡수율을 협대역형 전파흡수체라 한다. 레이다 주파수용 등 사용 주파수 대역폭이 좁은 경우에 이용된다. 이 협대역형 전파흡수체의 주파수 특성은 단봉특성을 나타내고, 주로 단층형 전파흡수체로 충분하다.

(2) 광대역형 전파흡수체

사용주파수가 넓은 전파흡수체를 광대역형 전파흡수체라 한다. 협대역형과 구별은 명확하지 않으나 비대역폭($\Delta f/f_0$)이 20 %이상 또는 30 %이상의 것이다. 이 광대역형 전파흡수체를 얻기 위해 2층형 구조로 하기도 한다. 또 소결페라이트 타일 등의 단층형 전파흡수체도 이 광대역형이다.

(3) 초광대역형 전파흡수체

어느 하한 주파수 f_L 이상의 주파수 전역에서 허용 반사계수 이하가 되

는 특성을 갖는 전파흡수체를 초광대역형 전파흡수체라 부른다. 따라서, 주파수비대역폭은 무한대가 되어 정의할 수 없다. 층의 수가 적은 전파흡수체에서는 이러한 특성이 얻어지지 않고, 보통 다층형 전파흡수체에 의해서 실현된다[8],[9].

2.1.5 단층형 전파흡수체

두께 d 의 전파흡수체를 판상으로 하여 금속판 위에 놓은 경우, 평면파의 수직입사에 대한 파동임피던스 \hat{z} 는 진공중의 평면파 파동임피던스로 정규화하여 식 (2.1)과 같이 주어진다.

$$\hat{z} = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r} \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} d)} \quad (2.1)$$

여기서 λ 는 입사한 평면파의 진공중의 파장이며, ϵ_r 은 비유전율(ϵ/ϵ_0), μ_r 은 비투자율(μ/μ_0)이다. 또 반사계수 $S = \frac{\hat{z}-1}{\hat{z}+1}$ 이므로, 완전한 전파흡수체로 되기 위한 조건은 $S = 0$ 으로부터 \hat{z} 가 1이 되는 것이다. 즉, 전파흡수체의 완전정합 조건식은 식 (2.2)와 같다.

$$\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r} \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} d)} = 1 \quad (2.2)$$

(1) 비자성 재료(유전체재료)의 경우

비자성 재료란 자석에 붙지 않는 것으로서, $\mu = \mu_0$ (진공상태)이거나 $\mu_r = 1$ 인 재료를 말한다. 예를 들면 나무, 종이, 고무, 플라스틱, 탄소, 우레탄 등이 여기에 포함된다. 따라서, 식 (2.2)의 비투자율 μ_r 을 1로 두면 식 (2.3)과 같이 된다.

$$1 = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_r} \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r} d)} \quad (2.3)$$

여기서 $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$ 라 두고, 변수 ϵ_r' , ϵ_r'' , d/λ 로 하여 식의 해를 구

한다. 하지만 현재의 재료과학은 $\varepsilon_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r''$ 에서 ε_r' , ε_r'' 을 자유롭게 조절하며 설계하는데까지 진보되어 있지 않다.

(2) 자성 재료의 경우

$$\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \tanh\left(j\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} d\right) = 1 \quad (2.4)$$

비자성 재료에서는 $\mu_r = 1$ 로 했지만, 자성 재료의 경우는 μ_r 도 여러 가지 값을 가지므로 변수가 많다. 즉 $\varepsilon_r (= \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'')$, $\mu_r (= \mu_r' - j\mu_r'')$ 및 d/λ 의 5개 변수가 있다.

식 (2.4)를 고쳐 쓰면

$$\begin{aligned} -j\omega \cdot \tanh\omega &= \varepsilon_r \frac{2\pi}{\lambda} d \\ \omega &= j\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} d \end{aligned} \quad (2.5)$$

식 (2.5)의 관계를 만족하는 재료(μ_r , ε_r , d)가 있으면 전파함수체는 가능하나 목표는 $d \ll \lambda$ 의 조건하에서 식 (2.5)를 만족시켜야 하는 것이다. $d \ll \lambda$ 의 경우 식 (2.5)에서 ω 의 절댓치 $|\omega|$ 는 $|\varepsilon_r \mu_r|$ 로 큰 경우와 작은 경우가 고려된다.

(1) 근사해

$\omega \ll 1$ 인 경우, $\tanh\omega \approx \omega$ 로 놓을 수 있으며, 식 (2.4)를 다음과 같이 변형할 수 있다.

$$1 = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_r}} \left(j\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} d\right) = j\frac{2\pi}{\lambda} \mu_r d \quad (2.6)$$

여기서, $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$ 라 놓으면,

$$1 = \frac{2\pi}{\lambda} \mu_r'' d + j\frac{2\pi}{\lambda} \mu_r' d \quad (2.7)$$

식 (2.7)로부터 $\mu_r' = 0$, $\mu_r' \gg 1$ 인 재료에서 파장 λ 의 전파를 흡수하기 위해 필요한 두께 d 는

$$d = \frac{\lambda}{2\pi\mu_r} \quad (2.8)$$

가 된다.

페라이트재의 μ_r 의 주파수 특성은 공명주파수 f_r 보다 높은 주파수대에서는 상기 정합 조건을 근사적으로 만족할 수 있다. 이 경우 두께 d 에 재료의 유전율 ϵ_r 이 관계하지 않는 것은 $d \ll \lambda$ 이며, 재료는 금속판에 부착되어 있으므로 재료의 내부에서 자계는 크지만 전계는 매우 약하기 때문이다. 따라서 전계에 동작하는 ϵ_r 효과는 나타나지 않는 것이다[10].

(2) 엄밀해

$\omega \ll 1$ 이 만족되지 않는 경우 $d \ll \lambda$ 라도 $\sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ 이 큰 경우에는 반드시 $\omega \ll 1$ 이 만족되지 않는다. 자성손실재료, 즉 μ_r'' 의 재료를 사용하는 경우에는 유전율 $\epsilon_r (= \epsilon_r' - j\epsilon_r'')$ 을 $\epsilon_r'' = 0$ 로 해도 좋다. 즉 유전율에는 손실항이 없고 투자율쪽에만 손실항이 있다. $f\lambda = C$ (C 는 진공중의 광속), $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$ 이라 하면 식 (2.4)는 다음과 같다.

$$1 = \frac{\sqrt{\mu_r'' - j\mu_r''}}{\epsilon_r} \tanh \left(j \frac{2\pi}{C} \sqrt{\epsilon_r'(\mu_r' - j\mu_r'')} f d \right) \quad (2.9)$$

이 식은 ϵ_r'' 및 f_d 를 매개 변수로 하여 주어진 ϵ_r'' 에 대한 f_d 를 지정하고 그 때에 필요로 하는 μ_r 을 구한다.

이러한 조작으로 주어진 재료가 어떤 주파수에서 어느 두께일 때에 전파흡수체로 되는가가 구해진다. 페라이트의 μ_r 은 공명주파수 f_r 보다 높은 주파수 범위에서는 변화의 양이 크므로, 주파수에 의한 ϵ_r'' 의 변화가 거의 없는 통상의 유전체와 같이 d/λ 를 결정해서 하나의 변수로 취급할 수가 없다. 또, 페라이트 흡수체는 특정 두께 (정합두께 d_m)에서 특정주파수 (정합주파수 f_m)의 전파만이 무반사 조건을 만족한다. 이에 비해 통상의 손실을 가지는 유전체의 경우에는, 무반사 조건으로해서 재료의 두께 d 와 전파

의 파장 λ 의 비만이 결정되는 것이다. 따라서 각종 파장의 전파에 대해서 재료의 두께 d 를 변환시키면 무반사 조건을 만족시킬 수 있다. 하지만 페라이트와 같이 μ_r 이 주파수에 따라 크게 변화하는 경우에는 정합주파수가 모두 각각 유일하게 정해진다[3],[12].

2.1.6 다층형 전파흡수체

페라이트 전파흡수체를 광대역하기 위하여 페라이트 층 사이에 공기층을 삽입하거나 재료정수가 다른 페라이트 전파흡수체를 2개 이상의 층으로 조합한 모양, 또는 재료정수는 동일한 물질이나 전파흡수체의 형상을 공간적으로 변화시킴으로써 재료정수를 조작하여 페라이트 전파흡수체를 광대역화하고자 하는 시도가 이루어지고 있다.

(1) 유전체 재료를 사용한 다층형 전파흡수체

그림 2.1은 전파흡수체의 매질 정수를 전파의 진행방향에 따라 서서히 변화시켜서 임피던스 정합을 꾀하는 것이다. 이 경우 금속판으로부터 거리 x 인 점에서의 규격화 입력임피던스 Z_x 는 다음의 미분방정식으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{dZ_x}{dx} = j \frac{2\pi}{\lambda} (1 - \epsilon_{rx} Z_x^2) \quad (2.10)$$

여기서, λ : 입사파의 파장

ϵ_{rx} : x 에 있어서의 매질의 복소유전율

이라 하고 투자율에 대해서는 자유공간중의 μ_0 가 매체중에서도 변화하지 않는 것으로 한다. 또 전파흡수체 표면에서의 규격화 입력임피던스를 Z 라 하면, 이점에 있어서의 반사계수 S 는 식 (2.11)와 같다.

$$S = \frac{\widehat{Z} - 1}{\widehat{Z} + 1} \quad (2.11)$$

따라서, 흡수체가 무반사로 되기 위한 조건은 $Z = 1$ 이다. 그러나, 이것

을 완전히 실현하는 것은 어려우므로 허용 반사계수를 S_0 라 했을 때, 실용 정합조건은 다음 식 (2.12)와 같은 식이 된다.

$$\frac{\hat{Z}-1}{\hat{Z}+1} \leq |S_0| \quad (2.12)$$

따라서 식 (2.12)를 조건으로 하여 식 (2.10)을 풀어서 Z_x 를 구하면 된다. 그러나, 식 (2.10)은 Riccati의 비선형 미분방정식으로 범함수이므로 해석적 방법으로 해를 구하는 것은 어렵다. 그래서 금속판 표면으로부터 거리 x 에 대한 임피던스의 분포를 각각 가정하고, 그때의 반사계수의 주파수 특성을 계산하여 최적인 임피던스 분포를 찾는 방법이 사용되고 있다. 여기서 $|S_0| < 0.1$ 인 경우, 필요한 두께의 최소치는 $1/\lambda = 0.35$ 정도이며 이때 ϵ_{rx} 의 값은 식 (2.13)과 같이 된다.

$$\epsilon_{rx} = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' = 1 - \left[\frac{3.9(1-x)}{1} - 0.9 \right] \quad (2.13)$$

그러나, 실제 이와 같은 ϵ_{rx} 의 분포를 실현하는 것은 어려우므로 부분적으로 흡수체의 재료정수가 다른 것을 중첩한 다단형 구조로 설계하고 있다. 이 경우 자유공간 특성임피던스에 대해서 단계적으로 임피던스 정합을 행하므로 그 특성은 각 층의 두께와 재료정수에 의해서 결정된다. 단수를 증가시키면 그림 2.1의 연속분포형에 접근하지만, 실용적으로는 가능한 한 단수를 적게 하고, 또 전체의 두께를 얇게해서 원하는 특성을 얻을 필요가 있다.

(2) 자성재료를 이용한 광대역 전파흡수체

30 ~ 1,000 Mhz 정도의 주파수 범위에서 사용할 전파흡수체를 유전성 손실재료로 구성하려고 하면 흡수체의 두께가 매우 두꺼워지게 되어 실용적 이 못하다. 즉, 이러한 전파흡수체는 허용 정재파비를 1.1로 할 때 사용최저 주파수의 파장 λ 에 대해서, 흡수체의 두께는 0.6λ 로 되므로 100 Mhz 정도의 주파수대에서 사용할 전파흡수체의 두께는 1.8 m나 된다. 그러나 자성재료인 페라이트를 이용하면 30 ~ 1,000 Mhz 정도의 비교적 낮은 주파수대에서도 박층으로 광대역 특성을 만족시킬 수 있다. 이것은 페라이트의 투자율이 주파수 의존성이 트다는 점을 이용한 것으로, 두께 8 mm 정도에서 100 %

전후의 비대역폭이 얻어진다. 통상 페라이트 전파흡수체를 광대역화 하기 위해서는 여러 장의 페라이트 판을 간격을 두고 배치하는 다층 분리형이 유효하다.

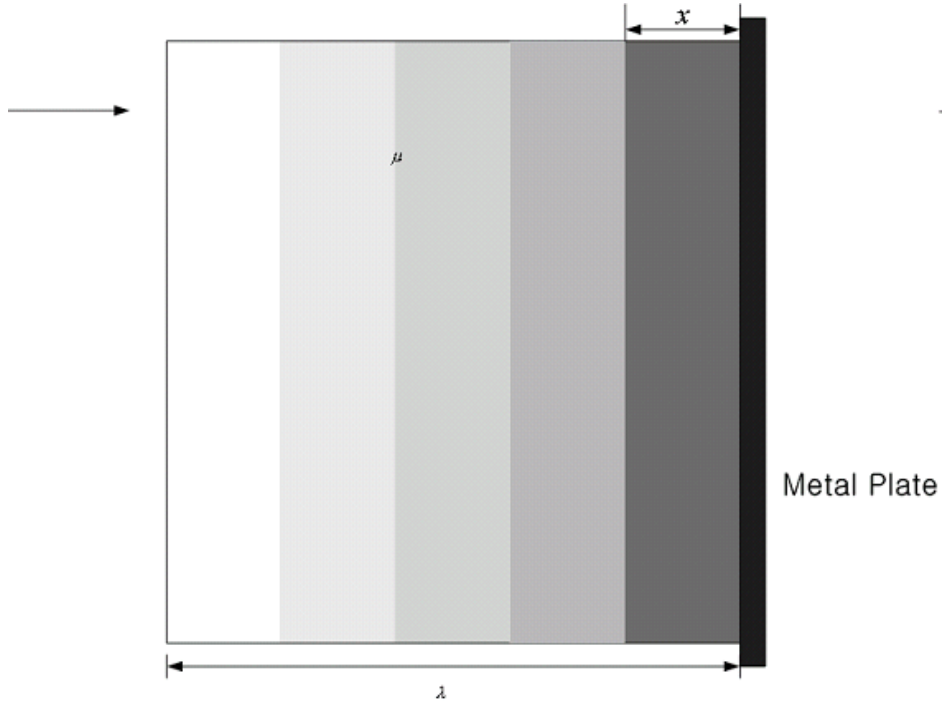


그림 2.1 광대역 전파흡수체

Fig. 2.1 Wide-band Electromagnetic Wave Absorber.

2.1.7 광대역형 전파흡수체

(1) 광대역화 전파흡수체의 기본식

그림 2.2와 같이 흡수체의 뒤에 금속판을 부착하고, 그 전면에 n 개 층의 전파흡수체를 적층한 경우, 제 n 층의 두께를 d_n , 비투자율을 μ_n , 비유전율을 ϵ_n 으로 했을 때 평면파가 흡수체 전면에서 수직으로 입사하면, n 층의 전면에서 우측을 보는 규격화 입력임피던스 Z_n 은 식 (2.14)와 같이 된다.

$$Z_n = Z_{cn} \frac{Z_{n-1} + Z_{cn} \tanh(\gamma_n d_n)}{Z_{cn} + Z_{n-1} + \tanh(\gamma_n d_n)} \quad (2.14)$$

($n=1, 2, 3, \dots, n$)

여기서 Z_{cn} 은 제 n 층의 특성임피던스, γ_n 은 전파정수로서 각각 다음과 같다.

$$Z_{cn} = \sqrt{\mu_{rn} / \epsilon_{rn}} \quad (2.15)$$

$$\gamma_n = j\omega \sqrt{\mu_{rn} \epsilon_{rn}} \quad (2.16)$$

따라서 식 (2.15)와 식 (2.16)을 대입하여 정리하면 다음 식 (2.17)과 같다.

$$Z_n = \sqrt{\frac{\mu_{rn}}{\epsilon_{rn}}} \frac{Z_{n-1} + \sqrt{\frac{\mu_{rn}}{\epsilon_{rn}}} \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\mu_{rn} \epsilon_{rn}} d_n)}{\frac{\sqrt{\mu_{rn}}}{\epsilon_{rn}} + Z_{n-1} \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\mu_{rn} \epsilon_{rn}} d_n)} \quad (2.17)$$

이 경우 $n=1$ 일 때, Z_{n-1} 은 금속판의 임피던스를 의미하므로 0이다. 또 이 흡수체 전면에서의 반사계수는

$$S_n = \frac{Z_n - 1}{Z_n + 1} \quad (2.18)$$

와 같이 된다.

따라서, 허용반사계수를 $|S_0|$ 라고 했을 때, $S_n = \frac{Z_n - 1}{Z_n + 1} \leq |S_0|$ 을 조건으로 하여 전체 두께를 최소로 하는 전파흡수체를 설계하면 된다. 식 (2.18)에 의하면 이미 재료 정수를 알고 있는 페라이트를 적층한 경우, 각 층의 두께를 적절하게 조절함으로써 전체 입력임피던스를 변화시킬 수 있음을 알 수가 있다. 따라서 이미 개발된 전파흡수체 위에 재료정수가 다른 흡수체층을 추가함으로써 기존 단층 전파흡수체로 흡수할 수 없는 주파수대에서도 흡수특성이 뛰어난 전파흡수체를 설계하는 것이 가능하다[13].

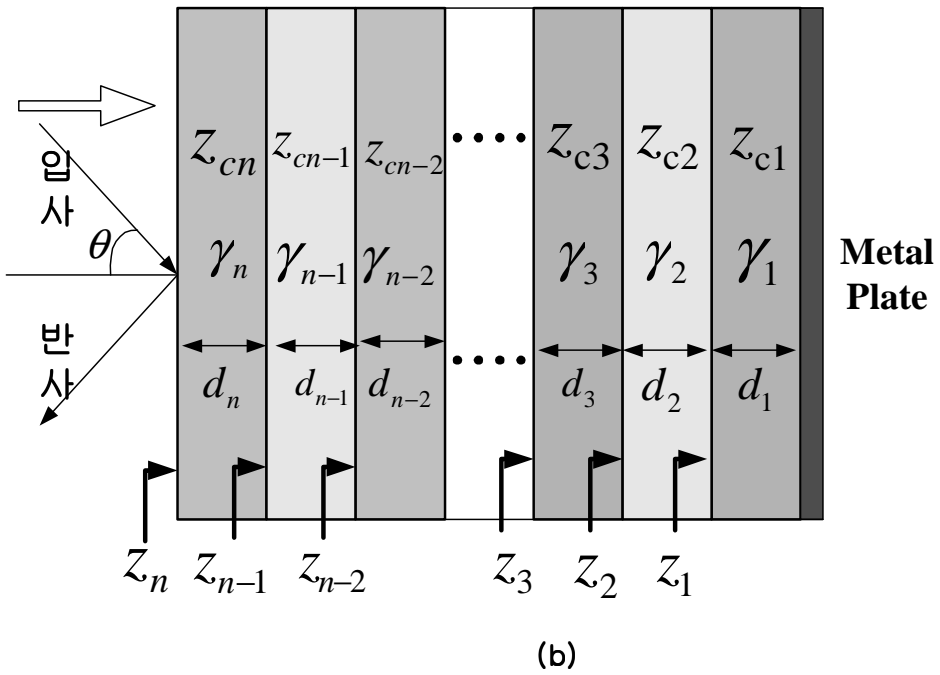
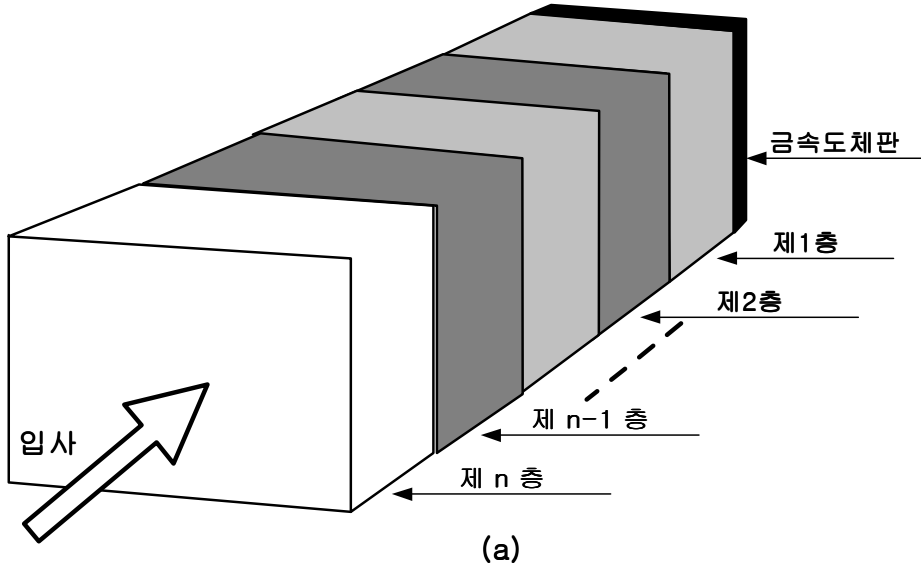


그림 2.2 다층형 전파흡수체 모델

Fig. 2.2 Multi-layered model for EM Wave Absorber.

(2) 광대역 전파흡수체의 최적 설계

위에서 알아본 바와 같이 각각의 재료정수를 가지는 여러 가지 다른 흡수체층을 적층하게 되면 광대역의 흡수특성을 가지게 되는데, 이때 단일 재료정수를 가진 단일 재료만으로 그러한 효과를 내게 하여 광대역 전파흡수체를 설계한다. 설계 원리는 단일 재료의 형상을 변화시켜, 공기와 혼재되는 공간을 형성하게 하는 것이다. 이로 인해, 혼재된 공간 내에서 재료의 양과 공기의 양에 따라 그 공간은 등가적인 재료정수를 가지게 되며, 이 재료정수는 원재료가 가지는 재료정수가 아닌 다른 재료정수를 가지는 것과 유사한 특성을 나타내게 된다는 것이다.

뒷면에 금속판을 부착하고, 1층은 소결페라이트 타일, 2층부는 원기둥형상, 3층부는 꼭지절단 원추형상, 4층부는 원기둥형상, 마지막으로 5층부에는 반구형상을 올려 1층을 제외한 나머지 층에서는 형상의 변화로 인해 재료 정수의 값이 틀리게 나타나게 한다. 이때 전체적인 두께를 최소화 하기 위해 각 층이 상호 연동인 상태에서 최적 파라미터를 구하기 위해 반복적인 계산을 실시한다.

먼저 주어진 재료정수를 가지고 각층의 두께를 변화시켜가며 흡수체의 전면에서 규격화 입력임피던스 Z_n 과 반사계수 S_n 을 식 (2.17)과 식 (2.18)로 구하고 허용 반사계수 $|S_0|$ 를 20 dB로 하였을 때 $S_n \geq |S_0|$ 를 만족시키는 각층의 두께를 구한다. 각각의 경우를 비교하여 반사가 -20 dB 이하로 되는 주파수대역을 확인하고, 기존 단층형 페라이트 전파흡수체와 비교하여 전파흡수성능을 평가한다[2],[8].

2.2 전파흡수체 측정법

2.2.1 파동방정식

(1) 단순매질영역의 파동방정식

장(field)을 만드는 전원(source) \mathbf{J} , ρ 의 분포로부터 멀리 떨어져 있는 손실이 없는 단순매질 영역에서 맥스웰 방정식은

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.19)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.20)$$

여기서 $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ 이며 σ 는 매질의 손실을 나타내는 도전율이다.

전원분포가 없는 무손실 단순매질 이라면 $\sigma = 0$ 이므로 식 (2.19) 양변에 회전 취하여 식 (2.20)을 대입하여 정리하면

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.21)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (2.22)$$

로 전계와 자계에 관한 파동방정식(Helmholtz equation)을 얻을 수 있다.

시간적 변화가 $e^{j\omega t}$ 인 시변장에서 매질의 전파정수(propagation constant)인 파수벡터 γ 를 도입하여 $\omega^2 \mu \varepsilon = \gamma^2$ 로 놓으면 전계와 자계에 관한 파동방정식은

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu \varepsilon \mathbf{E} = \nabla^2 \mathbf{E} + \gamma^2 \mathbf{E} = 0 \quad (2.23)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \omega^2 \mu \varepsilon \mathbf{H} = \nabla^2 \mathbf{H} + \gamma^2 \mathbf{H} = 0 \quad (2.24)$$

로 된다. 식 (2.23)과 식 (2.24)는 동일한 형태의 방정식이므로 전계와 자계는 같은 형식의 해를 갖게 된다. 또한 식 (2.19)~식 (2.24)에서 회전으로 인한 성분은 다음과 같고 z 방향 성분은 존재하지 않는다.

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = j\omega\mu H_x \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = j\omega\varepsilon E_y \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -j\omega\mu H_y \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -j\omega\varepsilon E_x \quad (2.28)$$

식 (2.25)~식 (2.28)을 고려하면 식 (2.23)과 식 (2.24)는 다음과 같은 평면파의 파동방정식으로 되어

$$\nabla^2 E_x + \gamma^2 E_x = 0 \quad (2.29)$$

$$\nabla^2 H_y + \gamma^2 H_y = 0 \quad (2.30)$$

장을 만드는 전류 \mathbf{J} , ρ 의 분포가 없을 때 평면파에서 전자파가 진행해 나갈 때의 파동을 나타낸다. 식 (2.29)와 식 (2.30)의 해를 지수함수 형태로 나타내면 다음과 같이 된다.

$$E_x = E^+ e^{-\gamma z} + E^- e^{\gamma z} \quad (2.31)$$

$$H_y = \frac{1}{Z_c} (E^+ e^{-\gamma z} - E^- e^{\gamma z}) \quad (2.32)$$

이것은 파수벡터 $\boldsymbol{\gamma}$ 가 \mathbf{H} 에 직교할 뿐 아니라 \mathbf{E} 에도 직교하는 것을 나타내고 또한 포인팅 벡터를 구해보면 파수벡터 $\boldsymbol{\gamma}$ 방향으로 방사전력이 나가는 것을 의미한다. 전파흡수체에서는 이러한 방사전력이 반사 없이 흡수되어야 함을 전제로 한다.

평면파에서 방사전력 총량은 $\mathcal{R}(s)$ 에 수직한 전 평면에 걸쳐 적분함으로서 구할 수 있겠으나 무한평면이므로 방사전력의 총량도 무한대로 되어 실제적으로 평면파는 물리적으로 실현할 수 없는 파동이 된다. 미소 전류원에 의한 파동방정식의 해에 주목해보면 구면파는 $r^{-1}e^{-jkr}$ 의 인자를 가지는데 포인팅 벡터로 방사전력총량을 구하면 유한치가 된다. 거리가 매우 큰 곳에서는 거리를 조금 변화시켜도 거리의 변화율은 극히 적다. 이것에 대하여 e^{-jkr} 항은 거리의 미소 변화에도 민감하게 변한다. 따라서 전류원으로

부터 멀리 떨어진 곳에서의 구면파를 부분적으로 조사 할 때는 수식적으로 간단하기 때문에 평면파로 취급할 수 있게 된다[9],[14].

(2) 분포정수회로의 파동방정식

다음으로 일반적인 전송선로의 분포정수회로에 대하여 생각해본다. 높은 주파수대역에서 두 개이상의 도체로 구성된 전력 전달 선로 (Transmission Line)에서 길이 방향으로 그 특성이 일정한 선로는 특성 Impedance와 전파정수로 정의되며 이러한 선로는 분포정수회로로 해석된다. 여기서 R 은 단위길이당 저항성분 (Ω/m)으로 도체의 불완전한 상태를 표시하며, L 은 단위길이당 인덕턴스 (H/m), G 는 단위길이당 콘덕턴스 성분 (σ/m)으로 유전체 손실여부를 의미하며, C 는 단위길이당 커패시턴스 성분 (F/m)을 의미한다.

마디 A B에서 KVL을 적용하고, 마디 B C에서 KCL을 적용하면

$$\frac{\partial V(t, z)}{\partial z} = -\left[R I(t, z) + L \frac{\partial I(t, z)}{\partial t} \right] \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial I(t, z)}{\partial z} = -\left[G V(t, z) + C \frac{\partial V(t, z)}{\partial t} \right] \quad (2.34)$$

여기서 z 는 선로를 진행하는 거리함수이다.

$R=0, G=0$ 인 무손실 전송선로(losslessline)에서 식 (2.33)과 식 (2.34)의 폐이저 표현은

$$-\frac{dV(z)}{dz} = -(R + j\omega L)I = -Z_s I(z) \quad (2.35)$$

$$-\frac{dI(z)}{dz} = -(G + j\omega C)V = -Y_p V(z) \quad (2.36)$$

여기서 $\gamma^2 = Z_s Y_p$ 의 복소전파정수(complex propagation constant)를 도입하면 식(2.35)와 식 (2.36)은

$$\frac{d^2 V(z)}{dz^2} = \gamma^2 V(z) \quad (2.37)$$

$$\frac{d^2 I(z)}{dz^2} = \gamma^2 I(z) \quad (2.38)$$

가 된다. 식 (2.37)과 식 (2.38)에서 일반적인 2계 미방의 해는 독립된 두개의 항을 가지므로 부하임피던스 Z_L 을 전파함수체의 특성임피던스 Z_C 로 하면

$$V(z) = V_i e^{-\gamma z} + V_r e^{+\gamma z} = V^+ + V^- \quad (2.39)$$

$$I(z) = \frac{1}{Z_C} (V_i e^{-\gamma z} - V_r e^{+\gamma z}) = \frac{1}{Z_C} (V^+ - V^-) \quad (2.40)$$

로 되어 평면파에서 식 (2.39)와 식 (2.40)과 같은 형태가 된다[9],[14].

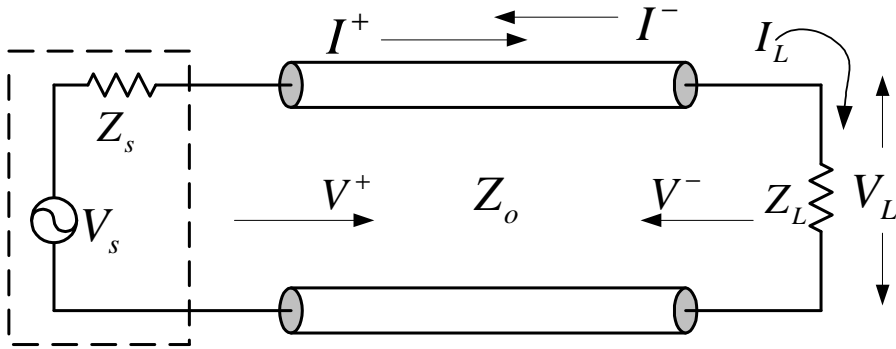


그림 2.3 일반적인 전송선로
Fig. 2.3 General transmission line.

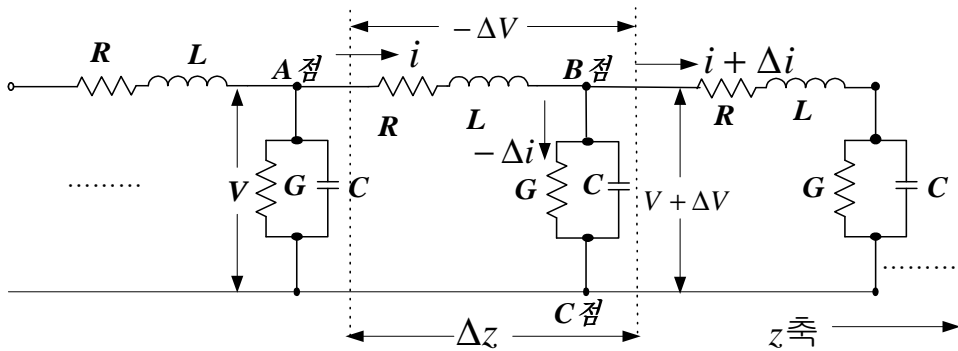


그림 2.4 일반적인 전송선로의 등가회로
Fig. 2.4 Equivalent circuit of general transmission line

2.2.2 분포정수회로화

먼저 식 (2.27)과 식 (2.28) 및 식 (2.35)와 식 (2.36)에서

$$\mu = \mu' - j\mu'' \quad (2.41)$$

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (2.42)$$

로 놓고 $R=0$, $G=0$ 인 무손실 전송선로(lossless transmission line)에서 분포정수회로의 기본식을 표현하면

$$\frac{dE_x}{dz} = -j\omega(\mu' - j\mu'')H_y = (-\omega\mu'' - j\omega\mu')H_y = -(\omega\mu'' + j\omega\mu')H_y \quad (2.43)$$

$$\frac{dH_y}{dz} = -j\omega(\varepsilon' - j\varepsilon'')E_x = (-j\omega\varepsilon' - \omega\varepsilon'')E_x = -(\omega\varepsilon'' + j\omega\varepsilon')E_x \quad (2.44)$$

$$\frac{dV(z)}{dz} = -(R + j\omega L)I = -Z_s I(z) \quad (2.45)$$

$$\frac{dI(z)}{dz} = -(G + j\omega C)V = -Y_p V(z) \quad (2.46)$$

이 되어 식 (2.43)~식 (2.46)을 비교하면 같은 형태의 식으로 대응한다.

따라서 다음 파라미터를 치환하여도 양자는 일치됨을 알 수 있다. 즉, 분포정수회로에서의 V , I 는 개념적으로 E_x , H_x 에 대응하며 마찬가지로 분포정수회로의 L , C , R , G 는 전자장에서 μ' , ε' , $\omega\mu''$, $\omega\varepsilon''$ 에 대응하게 된다.

이것을 정리하면

$$L \leftrightarrow \mu', \quad C \leftrightarrow \varepsilon', \quad R \leftrightarrow \omega\mu'', \quad G \leftrightarrow \omega\varepsilon'' \quad (2.47)$$

으로 되고, 이러한 대응관계를 분포정수회로의 전과정수에 적용하면

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{ZY} = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \\ &= \sqrt{(\omega\mu'' + j\omega\mu')(\omega\varepsilon'' + j\omega\varepsilon')} = j\omega\sqrt{\varepsilon\mu} \end{aligned} \quad (2.48)$$

이 되며, 또한 선로 특성임피던스는

$$Z_C = \sqrt{\frac{Z_S}{Y_P}} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} = \sqrt{\frac{(\omega\mu'' + j\omega\mu')}{(\omega\varepsilon'' + j\omega\varepsilon')}} = \sqrt{\frac{\mu' - j\mu''}{\varepsilon' - j\varepsilon''}} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

$$Z_C = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_r \mu_o}{\varepsilon_r \varepsilon_o}} \quad (2.49)$$

가 되어 분포정수회로에서의 특성임피던스 Z_C 는 파동임피던스와 쌍대 관계에 있음을 알 수 있다.

또한 공기 중에서의 ε', μ' 의 값은 1이고 ε'', μ'' 의 값은 0이므로

$$\varepsilon = \varepsilon_o \varepsilon_r = \varepsilon_o (\varepsilon' - j\varepsilon'') = \varepsilon_o \quad (2.50)$$

$$\mu = \mu_o \mu_r = \mu_o (\mu' - j\mu'') = \mu_o \quad (2.51)$$

가 된다. 따라서 자유공간에서의 파동임피던스와 전파정수는 다음과 같이 표현된다.

$$Z_o = \sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}} = 120\pi \cong 377\Omega \quad (2.52)$$

식 (2.49)를 식 (2.52)로 정규화시키면

$$z_c = \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \quad (2.53)$$

로 소문자로 나타내기로 한다.

또한 진공중과 임의의 매질에서 전파정수는 각각

$$\gamma_o = \beta_o = j\omega\sqrt{\varepsilon_o\mu_o} \quad (2.54)$$

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{ZY} = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} = \sqrt{\omega\mu'' + j\omega\mu'}(\omega\varepsilon'' + j\omega\varepsilon') \\ &= \sqrt{j\omega(\mu' - j\mu'')j\omega(\varepsilon' - j\varepsilon'')} = j\omega\sqrt{(\mu' - j\mu'')(\varepsilon' - j\varepsilon'')} \\ &= j\omega\sqrt{\varepsilon\mu} = j2\pi f\sqrt{\varepsilon\mu} = j2\pi\frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{\lambda\sqrt{\varepsilon_o\mu_o}} = j\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\varepsilon_r\mu_r} \end{aligned} \quad (2.55)$$

로 되어 분포정수회로 상의 파라미터 R, L, C, G 를 전자장 파라미터로 변환시킬 수 있다.

전기회로 내에서 전력을 소비하는 역할을 하는 것은 저항 R 과 콘덕턴스 G 이다. 유전율 $\epsilon (= \epsilon' - j\epsilon'')$ 과 투자율 $\mu (= \mu' - j\mu'')$ 에 주목하여 보면 R 과 G 에 대응하는 것은 각각의 복소성분 μ'' 과 ϵ'' 로서 L 과 C 는 무효손실이며 R 과 G 는 유효손실이 된다. 이것은 회로이론에서 무효전력과 유효전력의 벡터 합이 피상전력이 되는 것으로 이해 할 수 있다. 많은 전파 흡수체는 도체금속판의 앞에 적당한 얇은 재료를 한 장 또는 여러 장을 배치하여 실현시킨다. 전자파의 입사 방향에서 보면 공기 층과 전파흡수체 층으로 놓여진 것으로 된다. 여기에 사용된 재료정수는 투자율 μ 와 유전율 ϵ 을 가지고 있다. 이 들 재료정수를 식 (2.47)에 적용하면 분포정수회로화 할 수 있다.

식 (2.39)와 식 (2.40)에서 $V_i e^{-\gamma z}$, $V_r e^{\gamma z}$ 는 각각 전원에서 부하방향 및 부하에서 전원방향으로 진행되는 파로서 부하측 에서 보면, 전자는 입사파, 후자는 반사파가 된다.

반사파는 전자파가 진행되는 매질의 임피던스와 부하임피던스의 부정합에 의한 것으로 이 부분을 정합 시키므로써 반사파 성분을 제거 할 수 있고 전파흡수체 경우 전자파가 진행되는 매질의 임피던스와 흡수체의 임피던스를 정합 시킨 것이라 할 수 있다.

식 (2.39)와 식 (2.40)을 쌍곡선함수로 표현하여 분포정수회로 임의의 점 d 에서 임피던스는

$$\mathcal{Z}(d) = \frac{V(d)}{I(d)} = Z_c \frac{Z_L + Z_c \tanh \gamma d}{Z_c + Z_L \tanh \gamma d} \quad (2.56)$$

가 된다.

그림 2.5와 같은 전파흡수체 구조에서 흡수체 경계면에서 부하로 들여다 보는 입력임피던스는 부하가 도체판으로 단락 되어 있으므로 $Z_L = 0$ 에서

$$Z_{in} = Z_c \tanh \gamma d \quad (2.57)$$

가 된다. 여기서 d 는 전파흡수체의 두께에 해당되며 Z_c 는 전파흡수체 특성임피던스이다. 따라서 식 (2.55)에 식 (2.48), (2.49)를 적용하면 수전단에서 두께 d 떨어진 흡수체 표면에서의 임피던스는

$$Z_{in} = Z_C \tanh \gamma d = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \tanh (j\omega \sqrt{\epsilon \mu}) d \quad (2.58)$$

정규화시키면

$$z_{in} = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \tanh (j\omega \sqrt{\epsilon_r \mu_r}) d \quad (2.59)$$

이 된다.

이것은 전파흡수체 부분을 전송선로의 일부로 취급하여 계산한 경우이므로 전파흡수체의 표면에서 반사파가 일어나지 않기 위해서는 흡수체 표면에서의 입력 임피던스 Z_{in} 과 진공중의 파동임피던스 Z_0 와 같아야 함을 알 수 있다.

식 (2.39)~(2.40)으로부터 전압과 전류 반사계수(reflection coefficient)는

$$\Gamma_V(z) = \frac{V^- e^{-\gamma z}}{V^+ e^{\gamma z}} = \frac{V^-}{V^+} e^{-2\gamma z} \quad (2.60)$$

$$\Gamma_I(z) = \frac{-V^- e^{-\gamma z}/Z_a}{V^+ e^{\gamma z}/Z_0} = -\frac{V^-}{V^+} e^{-2\gamma z} = -\Gamma_V(z) \quad (2.61)$$

로 정의되고 $z=0$ 에서는

$$\Gamma_V(0) = \frac{V^-}{V^+} = \frac{Z_L - 1}{Z_L + 1} \quad (2.62)$$

따라서 임의의 점 x 에서 부하단을 본 임피던스는

$$Z_{in} = \frac{V(x)}{I(x)} = Z_0 \frac{1 + \Gamma(x)}{1 - \Gamma(x)} \quad (2.63)$$

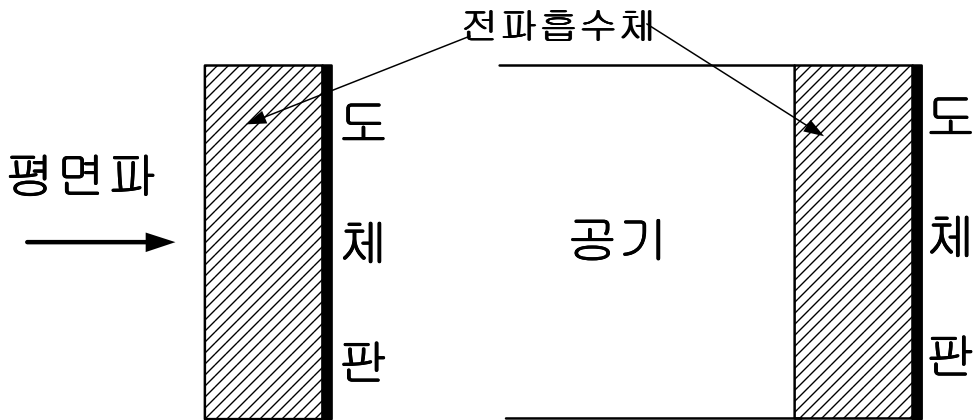
정규화시키면

$$z_{in} = \frac{Z_{in}(x)}{Z_0} = \frac{1 + \Gamma(x)}{1 - \Gamma(x)} \quad (2.64)$$

또 반사계수를 정규화 임피던스로 나타내면

$$\Gamma(x) = \frac{z_{in} - 1}{z_{in} + 1} \quad (2.65)$$

이 된다. 반사계수 Γ 는 0~1까지의 값을 갖는데 전파흡수체에서는 Γ 가 적을수록 전파의 흡수능이 뛰어나다고 볼 수 있다. 가령 Γ 가 극단적으로 0이면 무반사이므로 전자파 에너지의 완전 흡수가 일어나고 Γ 가 1이면 완전 반사로 전파흡수는 일어나지 않는다[6].



(a) 1매의 전파흡수체

(b) (a)의 분포정수회로화

그림 2.5 전파흡수의 기본 구성

Fig. 2.5 Basic composition of EM Wave absorber.

2.2.3 전파흡수체 재료

(1) 전파흡수재료의 종류

전파흡수재료로는 여러 가지가 있으나 크게 나누면 도전성 전파흡수재료, 유전성 전파흡수재료, 자성 전파흡수재료로 분류할 수 있다.

도전성 전파흡수재료는 저항체(抵抗體), 저항선(抵抗線), 저항피막(抵抗皮膜)에 흐르는 도전전류에 따라 전파를 흡수하는 것으로 흡수에 필요한 적절한 저항치를 갖는 것이 중요하며 도전성 섬유 같은 직물로부터 양호한 전파흡수체가 얻어지고 있다.

유전성 손실재료로는 카본고무, 카본 함유 발포우레탄, 카본함유 발포폴리에치렌 등과 같은 것들을 들 수 있고 광대역 특성을 얻기 위해 다층구조로 하고 있으며 이때 각층의 감쇠 특성은 매우 중요한 제어인자가 된다. 미국의 경우 피라미드형이 많으며 이것은 전파의 흡수 이외에도 여러 방향으로 전파를 산란시킨다.

자성 손실재료의 대표적인 것으로 페라이트가 있다. 금속판을 이면에 부착한 페라이트는 비교적 넓은 주파수대역에 걸쳐 양호한 흡수특성을 나타낸다. 정합주파수는 재료에 따라 결정되지만 대체적으로 0.3 ~ 1.5 GHz 대역에서 우수한 흡수특성을 나타내며 페라이트에 고무를 혼합하여 그 혼합비에 따라 정합주파수를 변화시키는 기법도 보고되고 있다[14].

식 (2.41)과 식 (2.42)에서 전파손실을 가지는 재료의 유전율과 투자율은 복소수로서 그 복소유전율과 복소투자율은 각각 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\mu_r = \mu_r' - j\mu_r'' \quad (2.66)$$

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' \quad (2.67)$$

여기서 허수부는 손실항을 나타내며 만약 재료가 $\varepsilon_r'' = \mu_r'' = 0$ 이면 무손실 재료가 되므로 ε_r'' , μ_r'' 둘 중 적어도 하나가 0이 되지 않는 경우에 전파흡수가 일어난다. 세 종류의 전파흡수재료의 복소유전율과 복소투자율 관계를 표 2.2에 나타내었다. 표 2.2에서처럼 자성 전파흡수재료는 가해진 자계에 따라 전파흡수가 일어나고 복소비투자율의 허수부 μ_r'' 이 영이 되지 않는 경우이다. 이때 복소비유전율 ε_r'' 는 0이 되거나 그렇지 않거나 관계없이 흡수가 일어난다. 재료 중에는 이렇게 자성손실과 같이 유전손실 또

는 도전손실을 가지는 재료도 있다. 여기서 복소비유전율의 실수부가 $\mu_r' \neq 1$ 인 것을 자성체라 부르고 $\mu_r'' = 0$ 이면 무손실 자성체라 한다.

도전성 전파흡수재료와 유전성 전파흡수재료는 다같이 $\mu_r' = 1$, $\mu_r'' = 0$ 이다. 이 두 가지 흡수재료의 차이점은 먼저 회로이론의 직류회로에서 옴의법칙이 적용되는 저항율 ρ [$\Omega \cdot m$] 을 도입하여 높은 주파수에서도 도전전류는 흐르는 것으로 가정한다. 복소비유전율 ϵ_r'' 과 저항율 ρ [$\Omega \cdot m$] 도전율 χ 를 이용하여 나타내면

$$\epsilon_r'' = \frac{1}{\omega \epsilon_0 \rho} = \frac{\chi}{\omega \epsilon_0} \quad (2.68)$$

이 된다. 사용주파수에 따라 이 식을 만족하는 재료 혹은 근사적으로 이 식에 가까운 재료를 도전성 전파흡수재료라 부른다. 그러나 유전체 경우 손실체 등을 혼합한 재료는 이 식을 만족하지 않는데 그 이유는 이렇게 혼합한 재료에서는 저항체가 유전체 전체에 분산되기 때문이고, 그 등가회로는 복잡하게 된다. 따라서 직류에는 전류가 흐르지 않기 때문에 저항율 ρ 는 굉장히 크고 높은 주파수가 되면 정전용량으로 전류가 흘러 저항에도 전류가 흐르므로 전파손실이 크게 나타난다. 따라서 직류 저항율 ρ 를 사용한 위의 식은 이와 같은 매질에서는 성립되지 않는다.

(2) 도전손 σ · 유전체손 ϵ_r''' · 자성체손 μ_r''

전파흡수체의 재료가 무손실 ($R = G = 0$) 이고, 부하가 도체판으로 단락되어 있다면 종단을 단락한 길이 d 에서 정규화 임피던스는 식 (2.57)로부터

$$z_d = jR_c \tanh \beta d \quad (2.69)$$

로 순 허수 성분을 갖고 저항 성분은 0이 된다. 따라서 전기에너지를 소비, 또는 흡수하는 것은 불가능하다. 식 (2.66)과 식 (2.67)에서 복소 투자율과 복소유전율은 실수부와 허수부로 나누어진다. 이것은 식(2.49)에서 $R \leftrightarrow \mu_r''$, $G \leftrightarrow \epsilon_r''$ 에 대응하므로 흡수에 필요한 손실성분은 μ_r'' , ϵ_r'' 이다. 여기서 투자율 μ_r 는 식 (2.66)과 같이 $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$ 그대로 두고 유전율을 ϵ_r 만 $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r'''$ 로 두고 임의의 재료정수 조건에서 다음과 같이 맥스웰방정식에 대입하면

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\mu_r \mathbf{H} = -\mu_r (\mu_r' - \mu_r'') \mathbf{H} \quad (2.70)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \varepsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \sigma \mathbf{E} + \mu_r \varepsilon_r \mathbf{E} = (\sigma + \mu_r \varepsilon_r) \mathbf{E} = \mu_r \left(\varepsilon_r - \frac{\sigma}{\omega} \right) \mathbf{E} \\ &= \mu_r \left(\varepsilon_r - \frac{\sigma}{\omega} \right) \mathbf{E} = \mu_r \left(\varepsilon_r' - \varepsilon_r'' - j \frac{\sigma}{\omega} \right) \mathbf{E} \\ &= \mu_r \left[\varepsilon_r' - \left(\varepsilon_r'' + \frac{\sigma}{\omega} \right) \right] \mathbf{E} \end{aligned} \quad (2.71)$$

이 된다.

식 (2.70)의 μ_r'' 은 자성손실항을 나타내며 식 (2.71)에서 도전율 σ 를 고려한 ε_r'' 은

$$\varepsilon_r'' = \varepsilon_r'' + \frac{\sigma}{\omega} \quad (2.72)$$

로 되어 도전손실항과 유전체손실항인 σ 와 ε_r'' 로 나타낼 수 있다.

식 (2.72)를 보면 복소유전율 ε_r'' 은 순수한 유전손실 만을 나타내는 ε_r'' 과 도전손실을 나타내는 σ/ω 의 합으로 구성되어 그 재료가 가지는 고유의 허수부항인 ε_r'' 과 재료의 도전율 σ 를 높이면 ε_r'' 가 증가하게 됨을 알 수 있다. 그러나 도전손실항 σ/ω 은 주파수가 높아지면 그 값은 대단히 적어진다. 따라서 전자파의 에너지 손실은 도전손 σ 와 유전체손 ε_r'' 자성손실 μ_r'' 에 의하여 일어나며 전파흡수체는 이러한 재료정수 σ , ε_r'' , μ_r'' 를 갖는 재료를 구성되어 진다.

따라서 이러한 재료를 얻기 위하여 도전손 σ , 유전손 ε_r'' , 자성체손 μ_r'' 의 손실재료를 사용하거나 이러한 재료를 적당히 혼합하여 복합재료로 사용하는 방법들이 있다. 또한 각각의 재료를 기하학적인 배치로 공간적으로 달리 하는 법도 개발되고 있다.

(3) 전파흡수체 설계 시 고려사항

이상적인 전파흡수체는 어떠한 전파가 그것에 입사하여도 반사하지 않고 모든 전자파의 에너지를 흡수하는 것이어야 하지만 실제로 이러한 이상적인 전파흡수체를 만들어 내는 것은 현실적으로 많은 부분에서 특성이 제

한다. 이러한 전파흡수체를 실현하기 위하여는 몇 가지 고려하여야 할 사항이 있다.

어떤 매질의 파동 임피던스와 그 정규화 임피던스는

$$Z(d) = Z_c \tanh \gamma d = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \tanh (\gamma \omega \sqrt{\epsilon \mu}) d$$

$$z(d) = z_c \tanh \gamma d = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \tanh (\gamma \omega \sqrt{\epsilon_r \mu_r}) d \quad (2.73)$$

로 표현되어 이것은 어떠한 주파수의 전자파에 대해서 자유공간의 파동 임피던스인 $377 [\Omega]$ 이 되어야 완전한 흡수가 일어남을 의미한다. 그러나 $z(d)$ 는 ω 함수(주파수 함수)이므로 μ_r 와 ϵ_r 을 고정시켜 놓고 주파수가 변화하면 $z(d)$ 값이 변하여 가변 주파수에 대해서 임피던스 정합이 곤란해지므로 전파흡수체 설계 시 흡수하려고 하는 주파수를 고려하여야 한다.

또한 자성체에서 비투자율 μ_r 는 입사 방향에 대해서 값이 분산되는 텐서 형태로 전계와 자계 입사 방향에 따라 μ_r 값이 달라지게 되어 결국 파동 임피던스 값이 입사각에 대해서 변화하게 되므로 전계의 입사각에 대한 고려를 하여야 한다. 또 평면파에서 전계와 자계가 z 방향으로 수직하여 진행하는 경우 편파에 따라 전파흡수체의 특성이 달라지므로 전계의 방향도 염두에 두어야 한다.

따라서 전파흡수체의 설계는 어떠한 손실재료로 실현시킬 것이며 어떤 공간적인 구조로 만들 것인가 또한, 그러한 전파흡수체 설계에 따른 흡수체 사용 주파수, 입사각, 편파의 세 가지 파라미터를 고려하여야 한다.

우선 공간적인 방법에서는 또 이러한 손실재료를 구조적으로 sheet상 또는 판상을 한층 또는 다층으로 중첩시키는 방법이 있다. 한 장의 층으로 되어 있는 단층형 전파흡수체는 흡수체 이면에 알루미늄이나 철판 등의 금속이 붙여 실현한다. 저항피막에 의한 $\lambda/4$ 형 전파흡수체나 유전성 전파흡수재료에 의한 단층형 전파흡수체는 일반적으로 비교적 좁은 협대역 전파흡수특성을 나타내는 반면 페라이트 타일의 경우는 비교적 넓은 주파수 특성을 나타낸다. 표 2.1에서 전파흡수체의 분류를 나타내었다.

단층형 전파흡수체를 보다 광대역화 하기 위하여 층수를 두 장으로 하는 2층형 전파흡수체는 이면 금속 층에서 전파를 흡수하고 전면 층은 공기 파동 임피던스로 정합 하여 설계시키고 있다. 그 외에도 전파흡수체 층수를 다층화하여 광대역화한 다층형 전파흡수체는 주로 광대역 특성이 요구되는

전파무향실용으로는 사용된다.

이러한 방법이외에도 손실재료를 기하학적으로 공간화 시키는 기법으로서 기본이 되는 평판형 전파흡수체로부터 흡수체 형상의 전면이 삼각형을 한 형상의 산형 전파흡수체와 피라미드 전파흡수체가 있다[14].

(4) 허용반사계수

전파흡수체에서 요구되는 특성은 주파수특성과 흡수체 두께와의 관계로 평가된다. 현실적으로 완전흡수조건을 충족하는 전파흡수체의 실현은 어려우므로 전파흡수체의 성능평가지수로 허용반사계수 Γ 의 값을 설정하고 설계된 전파흡수체의 특성이 이 값을 만족할 때 허용하는 것으로 하고 있다. 전압에서 허용반사계수 $|\Gamma_v|$ 는 전력에서는 $|\Gamma_p|^2$ 이 되는데 예를 들면 전압 허용반사계수가 $|\Gamma_v| = 0.1\%$ 라면 전력 허용반사계수는 $|\Gamma_p|^2 = 1\%$ 가 되고 반사감쇠량은 dB로 $-20 \log |\Gamma|^2$ 를 취하여 20 dB가 된다. 여기서 반사감쇠량을 20 ~ 30 dB에 주목해 보면 전력 허용반사계수량은 0.09 ~ 1%가 된다.

따라서 허용반사계수 $|\Gamma_v|$ 에 대하여 $|\Gamma| \leq |\Gamma_v|$ 를 만족하면서 흡수체의 두께를 경제적으로 되도록 얇게 또 주파수 대역폭을 넓게 하는 것이 필요하게 된다. 이러한 전파흡수체의 성능지수로서 협대역 전파흡수체에서는 어떤 주파수 f_0 부근의 대역폭 B 를 $|\Gamma| \leq |\Gamma_v|$ 를 만족시키는 조건하에 비대역폭 F 는

$$F = \frac{\Delta f}{f_0} \quad (2.74)$$

가 되고, 광대역에서는 최저사용가능주파수 f_L 에 대해서 $f \geq f_L$ 에서 $|\Gamma| \leq |\Gamma_v|$ 를 만족시킬 때 진공 중 파장 λ 로 나눈치

$$F = \frac{d}{\lambda_L} \quad (2.75)$$

를 성능지수로 하여 이러한 비대역폭의 값들이 적을수록 전파흡수특성이 좋은 흡수체라고 한다.

표 2.1 전파흡수체 분류

Table. 2.1 A Classification of Electromagnetic Wave Absorber.

구 분	종 류
재료에 의한 분류	도전성 전파흡수재료 유전성 전파흡수재료 자성 전파흡수재료
층수에 의한 분류	단층형 전파흡수체 2층형 전파흡수체 다층형 전파흡수체
외관에 의한 분류	평판형 전파흡수체 산형 전파흡수체 피라미드형 전파흡수체
주파수 특성에 의한 분류	협대역형 전파흡수체 광대역형 전파흡수체 초광대역형 전파흡수체

표 2.2 전파흡수체의 재료정수 조건

Table. 2.2 A Material Constants of Electromagnetic Wave Absorber.

재 료	ϵ_r'' 의 조건	$\mu_r' \mu_r''$ 의 조건
도전성 전파흡수재료	$\epsilon_r'' = 1/\omega \epsilon_0 \rho$	$\mu_r' = 1, \mu_r'' = 0$
유전성 전파흡수재료	$\epsilon_r'' \neq 1/\omega \epsilon_0 \rho$	
자성 전파흡수재료	$\epsilon_r'' = 0$ 또는 $\epsilon_r'' \neq 0$	$\mu_r' = 1, \mu_r'' \neq 0$

그림 2.6(a)는 협대역, 광대역, 초광대역형의 허용반사계수를 나타내고 있는데 협대역 전파흡수체는 그림 2.6(b)와 같이 주파수 비대역폭 $\Delta f/f_0$ 이 약 10 ~ 20 %이하의 전파흡수능을 갖으며 레이다와 같이 사용주파수 대역폭이 좁은 경우에 사용되며 주파수 특성은 단봉특성을 나타내고 주로 단층형

전파흡수체로 실현된다. 광대역형 전파흡수체 사용주파수가 넓은 전파흡수체로서 협대역형과 구별은 명확하지 않으나 비대역폭 $\Delta f/f_o$ 가 20 ~ 30 % 정도의 것으로 본다. 또한 초광대역형 전파흡수체는 그림 2.6(c)와 같이 어느 하한 주파수 f_L 이상의 주파수 전역에서 허용 반사계수 이하가 되는 특성을 갖는 전파흡수체를 말하며 주파수 비대역폭은 무한대로 보통 다층형 전파흡수체에 의해서 실현된다[8],[9].

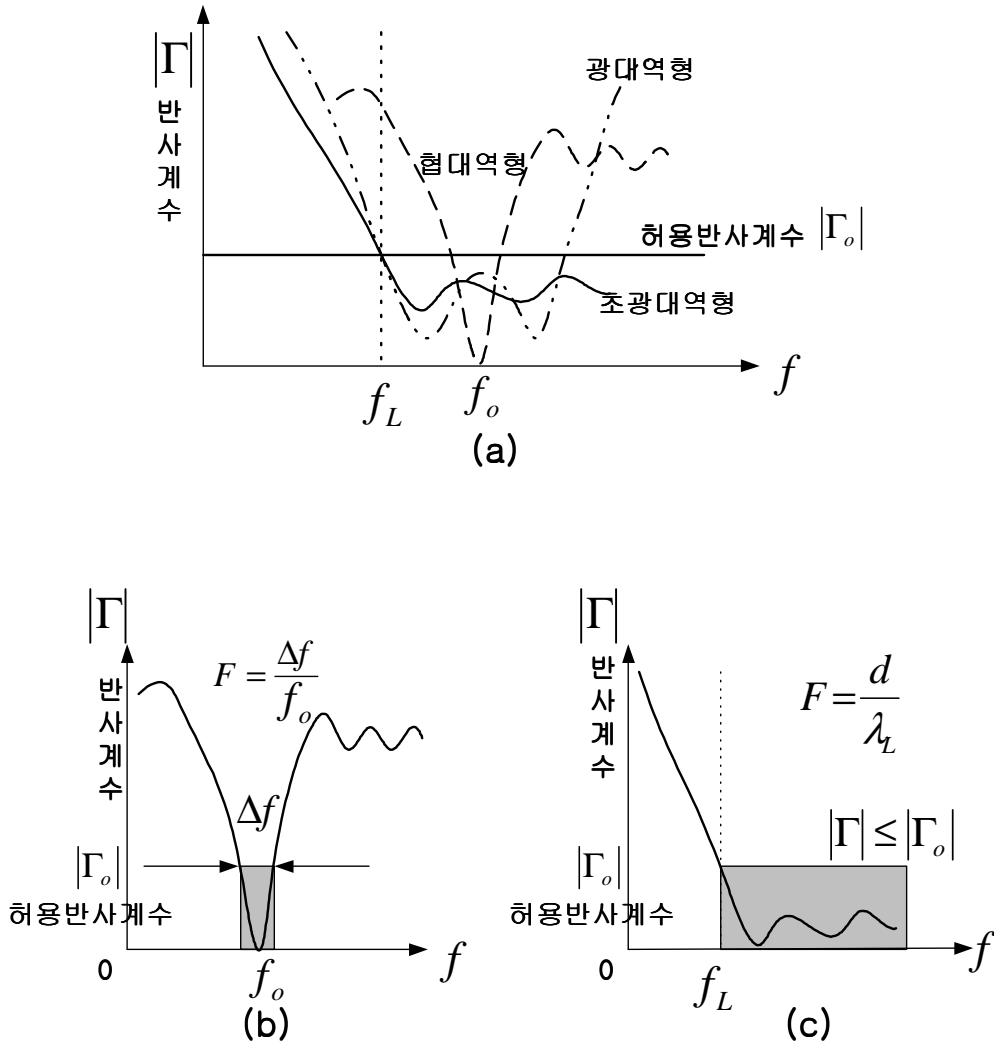


그림 2.6 전파흡수체 주파수 특성

Fig. 2.6 The frequency characteristic of EM wave absorber.

2.2.4 재료의 측정법

(1) 개방 단락법

그림 2.7은 우리가 일반적으로 접할 수 있는 동축관으로 공기층의 종단에 전파흡수체 재료를 삽입한 상태로 이것을 등가적으로 그림 2.8에 나타내었다. 그림 2.8(a)에서 전파흡수체의 두께 d 의 종단을 단락한 경우와 그림 2.8(b)와 같이 시료 종단에서 $\lambda/4$ 만큼 떨어진 곳을 단락 한 경우의 입력에서 시료 측으로 들여다 본 입력 임피던스를 각각 측정으로 구한다.

여기서 식 (2.56)을 정규화시키면

$$z(d) = \frac{z_L + \tanh \gamma d}{1 + z_L \tanh \gamma d} \quad (2.76)$$

이다. (a)의 경우는 시료의 종단이 단락 되어 있어 $z_L = 0$ 이므로

$$z_s = z_c \tanh \gamma d \quad (2.77)$$

의 종단 단락 임피던스로 주어지고 (b)의 경우는 시료의 종단에서 $\lambda/4$ 떨어진 곳이 단락 되어 있으므로 식 (2.76)에서

$z_L = \infty$, $\gamma = j\beta = j\frac{2\pi}{\lambda}$, $l = \lambda/4$ 로 두면 시료 종단에서 본 임피던스는

$$z_o = z_c \coth \gamma l \quad (2.78)$$

로 개방상태가 된다.

단락임피던스와 개방임피던스 식 (2.77), (2.78) 두 식을 곱하면 특성임피던스는

$$z_c = \sqrt{z_s \cdot z_o} \quad (2.79)$$

식 (2.77), (2.78) 두 식을 나누면

$$\tanh \gamma d = \sqrt{\frac{Z_s}{Z_o}} \quad (2.80.a)$$

$$\gamma = \frac{1}{d} \tanh^{-1} \sqrt{\frac{Z_s}{Z_o}} \quad (2.80.b)$$

이 된다.



그림 2.7 시료를 삽입한 동축선로

Fig. 2.7 The coaxial line inserted EM wave absorber.

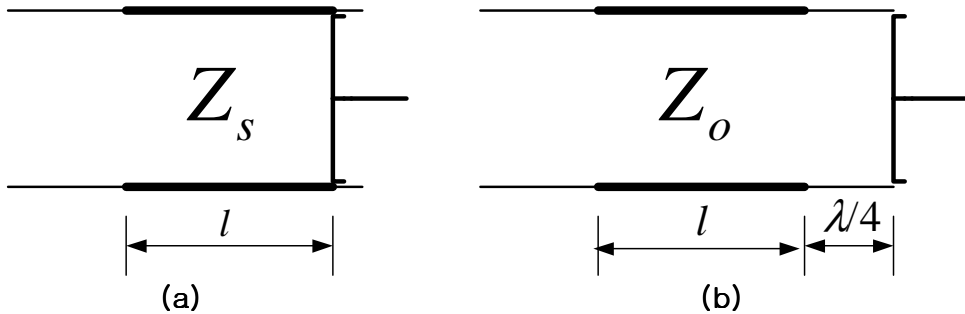


그림 2.8 개방 · 단락법

Fig. 2.8 Open · Short line method.

여기서 선로 정규화 특성임피던스와 전파정수는 식 (2.53), (2.55)의

$$Z_c = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad (2.53)$$

$$\gamma = j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (2.55)$$

두 식으로부터 비유전율과 비투자율은

$$\epsilon_r = -j \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{\gamma}{z_c} \quad (2.81)$$

$$\mu_r = -j \frac{\lambda}{2\pi} \cdot z_c \cdot \gamma \quad (2.82)$$

가 되어 복소유전율 ϵ_r 과 복소투자율 μ_r 을 구할 수 있다.

(2) 길이 l 의 변화에 의한 측정법

개방단락법은 시료의 종단을 단락 하거나 개방하여 해서 재료정수를 구하지만 종단을 단락한 상태에서 시료의 길이를 변화시켜 구할 수도 있다. 그림 2.7과 같이 길이를 l 또는 $2l$ 로 종단을 단락한 시료를 준비하여 시료의 전면에서의 정규화 임피던스를 측정하여 z_1, z_2 로 한다.

식 (2.77)로부터 $z_L = 0$, 길이는 l 또는 $2l$ 이라고 두면, 각각의 값 z_1, z_2 는 다음과 같이 된다.

$$z_1 = z_c \tanh \gamma l \quad (2.83)$$

$$z_2 = z_c \tanh \gamma 2l \quad (2.84)$$

여기서 식 (2.84)는 \tanh 성질을 이용하면

$$z_2 = \frac{2 z_1}{1 + \tanh^2 \gamma l} \quad (2.85)$$

이 된다. 따라서 식 (2.83), (2.85)로부터

$$\tanh \gamma l = \sqrt{\frac{2z_1 - z_2}{z_2}} \quad (2.86)$$

또 전파정수는

$$\gamma = \frac{1}{l} \tanh^{-1} \sqrt{\frac{2z_1 - z_2}{z_2}} \quad (2.87)$$

이 되고 식 (2.83), (2.86)을 고려하면 특성임피던스는

$$z_c = z_1 \sqrt{\frac{z_2}{2z_1 - z_2}} \quad (2.88)$$

로 구해진다.

따라서 식 (2.81), (2.82)를 사용하면 특성임피던스 z_c 와 γ 를 구할 수 있다.

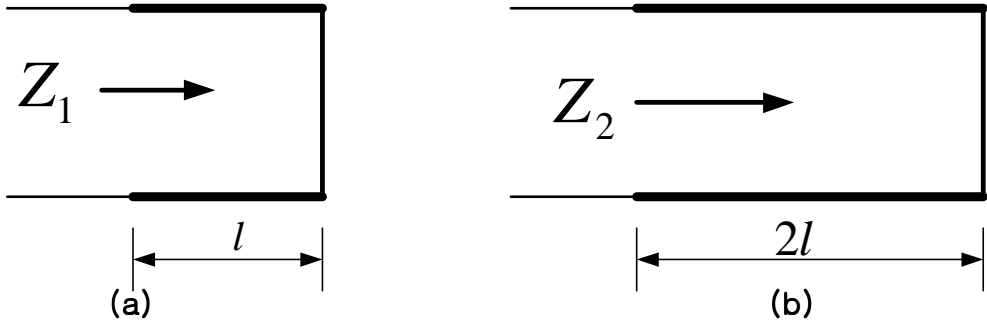


그림 2.9 길이 l 또는 $2l$ 로 하는 경우

Fig. 2.9 A Case of l or $2l$ Line.

(3) 비자성 재료의 경우

복소유전율 ϵ_r 과 복소투자율 μ_r 을 구하는 방법으로 개방단락법이나 길이 l 의 변화에 의한 측정법은 일반적으로 어떠한 재료의 경우에도 사용할 수 있으나 비자성재료인 경우를 보면 μ_r 는 $\mu_r' = 1$, $\mu_r'' = 0$ 으로 진공 중 μ_0 라고 들 수 있다. 따라서 정규화 임피던스와 전파정수는 식 (2.53), (2.55)로부터 $\mu_r = 1$ 로 들 수 있으므로

$$z_c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.89)$$

$$\gamma = j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.90)$$

로 되어 거리 l 에서 정규화 입력 임피던스는

$$z(l) = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \tanh j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r} \cdot l \quad (2.91)$$

이므로 여기서 $z(l)$, λ , l 은 기지항으로 이 식을 만족하는 ϵ_r 의 값을 정하면 된다.

오차를 줄이면서 좀더 정확한 값을 얻기 위하여서는 일반적으로 l 의 값을 여러 가지로 바꾸면서 그것에 대한 $z(l)$ 의 궤적을 측정하고, 식 (2.91)을 그 궤적에 가깝게 되도록 ϵ_r 을 정하는 것이 필요하다.

(4) 자성재료 μ_r 만의 측정

자성재료에서 시료의 종단을 단락하고 또한 시료의 길이 l 이 다음 조건을 만족할 정도의 얇은 두께 박막의 경우를 보면 간단히 μ_r 을 구할 수 있다. 그림 2.8(a)에서 식 (2.53), (2.55)의 정규화임피던스와 전파정수를 적용하면

$$z_s = z_c \tanh \gamma \cdot l = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \tanh \left(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \cdot l \right) \quad (2.92)$$

로 된다. 여기서 $|\gamma \cdot l| \ll 1$ 을 만족시키는 l 을 정하면 이 조건에서는

$$\tanh \gamma \cdot l \cong \gamma \cdot l \quad (2.93)$$

이 되어 식 (2.92)에 대입하면

$$z_s \cong \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \cdot l = j \frac{2\pi}{\lambda} \mu_r \cdot l \quad (2.94)$$

식 (2.94)로부터

$$\mu_r = -j \frac{\lambda}{2\pi l} z_s \quad (2.95)$$

로 μ_r 이 구해진다.

(5) 자성재료에서 ϵ_r 만의 측정

분포정수회로에서 종단이 개방된 경우 그림 2.8(b)와 같이 식 (2.78)과 식 (2.53), (2.55)의 정규화임피던스와 전파정수를 적용하면

$$z_o = z_c \coth \gamma l = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \coth j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \cdot l \quad (2.96)$$

이 된다. 여기서 l 이 매우 얇은 $|\gamma l| \ll 1$ 을 만족시킨다고 한다면

$$\coth \gamma l = \frac{1}{\gamma l} \quad (2.97)$$

이므로 식 (2.96)에 대입하여

$$z_o = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \frac{1}{j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\mu_r \epsilon_r} l} = \frac{\lambda}{j 2\pi \epsilon_r l} \quad (2.98)$$

이 되어 ϵ_r 은

$$\epsilon_r = -j \frac{\lambda}{2\pi z_o l} \quad (2.99)$$

로 구할 수 있다[6],[14].

제 3 장 광대역 페라이트 전파흡수체 설계

3.1 페라이트 전파흡수체의 주파수 분산 특성

페라이트는 고주파용 자성재료로 널리 이용되며 외부에서 직류자계를 가하여 아이솔레이터라든가 서큘레이터 등과 같은 고주파 수동소자로 사용되는 것과 외부에서 직류자계를 가하지 않고 사용하는 전파흡수체 등이 있다.

전파흡수체의 손실재료로 페라이트를 사용할 경우 고주파영역에서 히스테리시스손실, 자화에 의한 잔류손실 등을 생각할 수 있지만 전파흡수에 관하여 고려할 때는 실제로 복소비투자율 $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$ 의 주파수의존성으로 나타내는 것이 좋다.

페라이트의 복소비투자율 $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$ 항을 보면 자성체의 전기적특성을 나타내는 항과 자성체의 에너지 손실을 나타내는 항으로 이루어져 있으며 이 항들의 특성은 주파수에 따라 그 값이 크게 변화하는 하는 특성 즉, 주파수 분산특성을 가지게 된다.

이러한 주파수 분산 특성에서 고주파에 의한 자화기구는 외부자계의 공명현상이 가역적으로 자벽의 이동에 의한 것과 자연공명에 의한 자구의 회전에 의한 것이 명확하게 분리되어 나타나지 않고 두 개의 공명현상이 겹쳐서 하나의 폭이 넓은 공명주파수대역으로 나타난다는 점이다.

이 절에서는 이러한 주파수 분산에 대한 이론으로서 먼저 페라이트 재료를 전파흡수체로 이용할 때의 복소비유전율 ϵ_r 과 복소비투자율 μ_r 의 흡수조건을 등식화하고 페라이트 복소비투자율의 주파수 분산특성과 등가재료정수법에 대하여 기술한다.

3.1.1 페라이트 전파흡수체의 전파흡수조건

페라이트 전파흡수체의 기본적인 구조로 페라이트 뒷면에 금속판을 부착한 경우 페라이트 전면에서 정규화 임피던스는 식 (2.53), (2.55) 및 (2.57)로부터

$$z_{in} = \frac{Z_{in}}{Z_0} = z_c \tanh \gamma d = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \tanh \left(j \frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r} \right) \quad (3.1)$$

가 되고 반사계수는

$$\Gamma = \frac{z_{in} - 1}{z_{in} + 1} \quad (3.2)$$

가 된다. 여기서 λ_0 는 자유공간이 파장이고 d 는 전파흡수체 두께에 해당된다. 페라이트 전파흡수체가 보다 광대역 특성을 가지려면 입력임피던스가 자유공간의 파장에 대해 거의 일정한 값을 갖도록 할 필요가 있는데 이것은 특정 두께를 가지는 전파흡수체에 대하여 입사하는 여러 주파수에 대하여 페라이트 재료정수인 ϵ_r , μ_r 및 입력임피던스가 일정한 범위의 값으로 유지되어야 한다는 것을 의미한다.

지금 박형 전파흡수체로 자기 손실이 충분히 크고 유전손실을 무시할 수 있는 경우를 생각하여 전파흡수체 두께 d 가 λ 에 비하여 매우 적은 $\lambda \cdot d \ll 1$ 인 경우를 가정하면

$$\left| j \frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r} \right| \ll 1 \quad (3.3)$$

의 조건이 성립한다. \tanh 항은 $|x| \ll 1$ 의 조건에서 $\tanh x \cong x - \frac{1}{3}x^3$ 로 근사할 수 있으므로

$$z_{in} = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \tanh \left(j \frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r} \right) \quad (3.4.a)$$

$$\cong \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \left\{ j \frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r} - \frac{1}{3} \left(j \frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r} \right)^3 \right\} \quad (3.4.b)$$

$$= j \frac{2\pi d}{\lambda_0} \mu_r + j \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \left(\frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r} \right)^3 \quad (3.4.c)$$

$$= j \frac{2\pi d}{\lambda_0} \mu_r \left\{ 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{2\pi d}{\lambda_0} \right)^2 \epsilon_r \cdot \mu_r \right\} \quad (3.4.d)$$

의 근사식으로 표현된다.

자성손실재료를 사용하는 경우 유전율에는 손실항이 없고 투자율 쪽에만 손실항이 있으므로 페라이트에서는 $\epsilon_r'' = 0$ 으로 놓을 수 있다.

따라서 식 (3.4)에 $\epsilon_r = \epsilon_r'$, $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$ 을 대입하면

$$z_{in} \cong j \frac{2\pi d}{\lambda} \mu_r \left\{ 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \right)^2 \varepsilon_r \cdot \mu_r \right\} \quad (3.5.a)$$

$$= j \frac{2\pi d}{\lambda} \left\{ (\mu_r' - \mu_r'') + \frac{1}{3} \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \right)^2 \varepsilon_r' (\mu_r' - \mu_r'')^2 \right\} \quad (3.5.b)$$

$$= \left\{ \frac{2\pi d}{\lambda} \mu_r'' + \frac{2}{3} \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \right)^3 \varepsilon_r' \mu_r' \mu_r'' \right\} \quad (3.5.c)$$

$$+ \left\{ \frac{2\pi d}{\lambda} \mu_r' + \frac{1}{3} \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \right)^3 (\varepsilon_r' \mu_r'^2 - \varepsilon_r' \mu_r''^2) \right\}$$

이 된다. 전파흡수체의 완전 흡수조건은 정합상태로 반사계수 $\Gamma = 0$ 이고 $z = 1$ 이므로 식 (3.5)는 실수부가 1, 허수부는 0이 되어야 한다. 따라서 실수부와 허수부는

$$\frac{2\pi d}{\lambda} \mu_r'' + \frac{2}{3} \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \right)^3 \varepsilon_r' \mu_r' \mu_r'' = 1 \quad (3.6.a)$$

$$\frac{2\pi d}{\lambda} \mu_r' + \frac{1}{3} \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \right)^3 (\varepsilon_r' \mu_r'^2 - \varepsilon_r' \mu_r''^2) = 0 \quad (3.6.b)$$

여기서 사용파장 λ 에 비해 흡수체의 두께 d 가 매우 적은 $\lambda \gg d$ 조건을 고려하면 $\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \right)^3$ 항은 매우 작은 값으로 무시할 수 있어 식 (3.6.a) 실수항은

$$\frac{2\pi d}{\lambda} \mu_r'' \cong 1 \quad (3.7)$$

로 된다. 또 주파수가 높은 영역에서 페라이트 투자율의 실수부는 허수부에 비해 매우 적으므로 식 (3.6.b)에서 2항 $\varepsilon_r' \mu_r'^2$ 을 무시하면

$$\mu_r' - \frac{1}{3} \varepsilon_r' \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \mu_r' \right)^2 = 0 \quad (3.8)$$

식 (3.8)에 식 (3.7)을 대입하면

$$\mu_r' - \frac{1}{3} \varepsilon_r' = 0 \quad (3.9)$$

이 되어 식 (3.7), (3.9)로부터 페라이트 전파흡수체의 정합조건은

$$\mu_r'' \cong \frac{\lambda}{2\pi d} \quad (3.10)$$

$$\varepsilon_r' \cong 3\mu_r' \quad (3.11)$$

이 된다. 여기서 식 (3.10)은 실수부이고 식 (3.9)는 허수부이므로, 예를 들면 전파흡수체의 허용반사계수로서 -20 dB를 취한다면 실수부와 허수부 성분은

$$-0.1 \leq \frac{2\pi d}{\lambda} \left(\mu_r'' - \frac{1}{3} \varepsilon_r' \right) \leq 0.1 \quad (3.12)$$

의 필요충분조건으로 페라이트 전파흡수체 흡수조건이 주어진다. 페라이트는 특성상 고주파영역에서 거의 $\mu_r' \cong 1$ 로 되며 이 영역에서 ε_r' 의 주파수특성은 거의 일정하므로 식 (3.11)로부터 이상적인 페라이트 전파흡수체를 구성하기 위해서는 $\varepsilon_r' = 3\mu_r'$ 정도로 해야한다는 것을 알 수 있다.

3.1.2 페라이트 비투자율 주파수 분산특성

페라이트를 사용하여 전파흡수체를 설계하기 위해서는 $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$ 에서 실수부 μ_r' 와 허수부 μ_r'' 도 흡수체의 특성을 결정하기 때문에 μ_r' , μ_r'' 모두를 생각하여야 한다.

페라이트 자성의 이론적 연구결과에서 복소비투자율은 스핀운동과 자벽운동의 합으로 되어있다. 이것은 공명현상에 기인한 것으로 공명현상시 발생하는 에너지 흡수(열 에너지로 변환)에 의하여 전파흡수가 일어난다. 그러나 스핀운동이나 자벽운동에 의한 μ_r' , μ_r'' 의 주파수 분산은 Snoek, Rado, Sandy, Schlanm 등에 의하여 정식화가 시도되었으나 과연 μ_r 자신 중에서 몇 %가 스핀운동과 자벽 운동에 의한 것인가에 대하여는 명확하게 주파수 분산을 검토할 수 없는 상태이다. 다만 지금까지의 연구는 자벽에 의한 운동은 낮은 주파수대역인 kHz ~ MHz 정도로 높지 않고, 회전자계에 의한 공명현상은 MHz ~ GHz 대역의 높은 한계주파수를 보이고 있다[15].

전파흡수체로서 중요한 인자는 μ_r' , μ_r'' 또는 손실항으로 볼 수 있으며

$$\tan\delta_\mu = \frac{\mu_r''}{\mu_r'} \quad (3.13)$$

로 주파수 특성을 나타낸다.

직류시 비초투자율 μ_i 는 주파수가 0 일 때의 μ_r' 값을 나타내는데 μ_i 의 1/2이 되는 주파수를 자연공명주파수 f_r 이라 한다. 자연공명주파수가 충분히 낮은 주파수에서 μ_r'' 이 적은 영역은 저 손실 페라이트로 널리 이용되고 있다.

주파수가 높아지면 복소비투자율 μ_r 의 실수부 μ_r' 은 차츰 작게 되지만 그 값이 $\mu_i/2$ 이 되는 주파수를 f_r 이라하면 자연공명이 회전자계에 의한 것으로 Snoek's Limit Law 이론에 의하면

$$f_r(\mu_r - 1) \cong \gamma M_s \Rightarrow f_r \cdot (\mu_i - 1) \leq 5,600 \quad \text{MHz} \quad (3.14)$$

로 알려져 있으며 이 식은 μ_i 값에 관계없이 성립한다. Snoek은 이것을 외부자계가 없어도 페라이트 내부에는 자기이방성 자계가 존재한다는 관점에서 spin운동의 공명현상이 존재한다는 것에 주목하였다.

전파흡수체로 취급하기 위한 페라이트의 복소비투자율을 자벽 이동에 의한 공명의 항과 자화의 회전에 의한 완화의 항으로 분리하여 나타내면 [6]

$$\mu_r = 1 + X_1 + X_2 \quad (3.15)$$

$$X_1 = \frac{k_1 f_1^2}{f_1^2 - f^2 + j\gamma f} \quad (3.16)$$

$$X_2 = \frac{k_2 f_2}{f_2 + j\gamma f} \quad (3.17)$$

여기서 k_1 은 비초자화율 (X_1 항 관련), k_2 은 비초자화율 (X_2 항 관련), f_1 은 공명주파수, f_2 는 완화주파수, γ 는 감쇠정수이다. 통상 전파흡수체로 사용하는 페라이트의 경우 $f_m > 3f$ 로 이 주파수대에서는 공명의 항은 무시할 수 있고 완화의 항만으로 표시할 수 있다. 따라서 페라이트의 비투자율은

$$\mu_r = 1 + \frac{K}{1 + j \frac{f}{f_m}} \quad (3.18)$$

로 구할 수 있다[16].

여기서 K 는 직류시 초투자율, f 는 주파수, f_m 은 정합주파수이다.

좀 더 실용적인 방법으로 임피던스 측정에 의한 방법은 동축 선로에 측정계를 사용하여 종단을 단락하고 그 앞에 시료를 삽입하여 임피던스를 측정한다. 측정하는 주파수 f 를 f_1 으로 하고 시료 두께 d 를 변화시키면서 임피던스의 값을 계속 구하고 이것을 스미스차트 위에 그린다. 같은 방법으로 측정주파수를 f_2 로 하면서 두께 d 를 변화시키면서 측정을 되풀이하여 데이터를 얻는다. 전파흡수체로 되는 완전흡수조건은 $Z=1$ 이거나 반사계수 $\Gamma=0$ 이므로 스미스차트상 임피던스 궤적 내 점 0을 지나는 정합 주파수 f_m 과 그 때 정합 두께 d_m 를 읽어 결정한다. 이렇게 구하여진 정합두께를 $d_{m1}, d_{m2}, d_{m3} \dots$ 로 하고, 주파수를 정합주파수 $f_{m1}, f_{m2}, f_{m3} \dots$ 의 부근에서 변화시켜 반사계수 $|\Gamma|$ 변화를 측정하면 허용반사계수 $|\Gamma| \leq |\Gamma_o|$ 를 만족하는 주파수 대역 B 가 정해지고 비대역폭 B/f_m 을 구할 수 있다. 페라이트재를 사용하는 전파흡수체의 경우 모든 페라이트가 고유한 f_m 과 d_m 을 가지고 있다. 이것은 페라이트 μ_r 의 특성이 주파수에 따라 크게 변화하는 즉, 주파수 분산이 크기 때문이다. 그러나 카본을 보지재로 혼합한 경우는 주파수 분산이 적기 때문에 동일 재료로 두께를 바꾸면 흡수할 수 있는 주파수가 변해간다. 따라서 어떤 페라이트가 제조되면 주파수에 따른 μ_r' 과 μ_r'' 의 분포를 조사하여 어느 주파수 대역에서 흡수체로 사용가능 한지를 결정할 수 있는데 전파흡수체로 사용가능한 주파수 대역은 μ_r'' 이 최대가 되는 $f_r = \omega/2\pi$ 보다 조금 더 높은 주파수에서 흡수체 특성을 나타내게 된다. 즉 μ_r' 이 거의 0이 되는 주파수에서 흡수체로 사용되며 전파흡수체로서의 사용가능 주파수를 결정할 수 있게되고 주파수 대역폭을 구할 수 있다.

3.2 등가재료정수법

3.2.1 두 도체판 사이의 정전용량

균일한 유전체를 가지는 도체계 내에 두 개의 도체가 있을 경우 도체 A에 $+Q$ 전하를 주고, 도체 B에 $-Q$ 를 준다면, 두 도체사이 전속 \mathbf{D} 의 방향은 도체 A에서 도체 B로 향하고 전계 \mathbf{E} 방향은 도체표면에 직각인 방향으로 등전위면으로 된다. 그리고 도체에서 전하는 표면에만 존재하고 그 밖의 영역에서는 없으므로 이 도체계가 갖는 전전하량(全電荷量)은 0 이 된다. 또한 이 도체계의 정전용량은 도체가 갖는 전하의 크기와 두 도체 사이의 전위차 V 의 비로서 다음과 같이 정의된다.

여기서 전위차 V 는 단위 양전하를 $(-)$ 전하를 갖는 도체로부터 $(+)$ 전하를 갖는 도체로 이동시키는데 필요한 일(work)로 구해지고 전하량 Q 는 $(+)$ 전하를 갖는 도체표면에 대한 면적분으로 구해지므로 다음과 정의된다.

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{\oint_s \varepsilon \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}}{-\int_-^+ \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L}} \quad (3.19)$$

정전용량은 도체계가 주어지면 그 비는 항상 일정하므로 전위차(電位差)나 전전하량(全電荷量)의 값에 따라 변하지 않는다. 만약 전하밀도를 N 배 하면 Gauss법칙에 의하여 전속밀도나 전계의 세기도 N 배 되고 전위차 역시 N 배로 된다. 따라서 정전용량은 도체계의 기하학적 구조와 균일 유전체의 유전율에 의해 결정된다.

무한히 넓고 간격이 d 인 두 평행 도체판을 구성하는 도체계 정전용량을 구해본다.

두 도체가 균일한 표면전하 $\pm\rho_s$ 를 갖는다면 전계는

$$\rho_s = \varepsilon E_x \quad (3.20)$$

로 되므로 여기서 ε 은 유전체 유전율이다. 또한 전속밀도는

$$\mathbf{D} = \rho_s \hat{\mathbf{a}}_z \quad (3.21)$$

아래에 있는 도체판은 (+) 전하를 가지므로 D 는 위로 향하는 방향이며 D 의 법선성분은

$$D_n = D_z = \rho_s \quad (3.22)$$

로 되고 그 도체판의 표면전하밀도와 같아지고 위의 도체에서는

$$D_n = -D_z \quad (3.23)$$

로 되며 아래 도체의 표면전하밀도와 같고 부호는 반대이다. 상하 도체판 사이의 전위차는

$$V = - \int_{\text{하}}^{\text{상}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = - \int_0^d \frac{\rho_s}{\epsilon} dz = \frac{\rho_s}{\epsilon} d \quad (3.24)$$

로 된다. 각 도체판이 갖는 전전하량은 무한대이므로 정전용량도 무한대가 된다. 그러나 도체판의 면적 S 가 간격 d 에 비하여 매우 큰 경우에는 실질적으로 끝에 가까운 부분을 제외하면 전계나 전하분포는 거의 균일하고 끝 부분의 영향은 매우 적어 무시할 수 있으므로 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$Q = \rho_s S \quad (3.25)$$

$$V = \frac{\rho_s}{\epsilon} d \quad (3.26)$$

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{\epsilon S}{d} \quad (3.27)$$

3.2.2 평행판 전송선로의 정전용량

그림 3.1과 같이 y 방향으로 폭 W , x 방향으로 두 평판 사이의 간격이 g 인 평행판 전송선로에서 z 방향으로 전류가 흐르는 경우, z 방향의 단위 길이당 용량과 인덕턴스를 계산한다. 폭 W 이 간격 g 보다 충분히 크다고 가정하면 끝 부분의 영향은 매우 적어 무시할 수 있어 전계나 전하분포는 거의 균일하다고 볼 수 있다.

이때 $z=0$ 에서 평행판 사이의 전위차 $V(t)$ 는 일정하며 정상전류가

흐르는 것으로 한다. 아래쪽 판을 (+) 전하, 위쪽 판을 (-) 전하로 하면 전기장은 직각방향으로 $+\hat{x}$ 방향으로 나온다. 금속판에서 y 방향의 폭 W , z 방향의 길이 l 의 단면적 $S=Wl$ 에 있는 전하를 Q , 평행도체 판 간의 총 용량을 C , 전송선로에 채워진 물질의 유전율을 ϵ 이라고 하면 식 (3.25), (3.26), (3.27)로부터 다음 관계가 성립한다[17].

$$V = gE_x \quad (3.28)$$

$$\rho_s = \epsilon E_x = \frac{\epsilon V}{d} \quad (3.29)$$

$$E_x = \frac{4\pi Q}{Wa} \quad (3.30)$$

$$Q = CV = S \times \rho_s = \epsilon \frac{Wa}{g} V \quad (3.31)$$

$$C = \epsilon \frac{Wa}{g} \quad (3.32)$$

따라서, 단위길이당 용량은 다음과 같다.

$$\frac{C}{a} = \frac{\epsilon W}{g} \quad (3.33)$$

3.2.3 평행판 전송선로의 인덕턴스

그림 3.1에서 평행 도체판 전송선로의 전류는 아래쪽 판에서는 $+z$ 방향으로, 위쪽 판에서는 $-z$ 방향으로 흐른다. 또한 도체판 사이의 자계는 오른손법칙을 적용하면 $+y$ 방향으로 향하는 것을 알 수 있고, 도체판 외부 자계는 0 이 됨을 알 수 있다.

지금 전류 I , $+y$ 방향으로 유기되는 자계를 H , 자속밀도를 B , 전송선로에 채워진 물질의 투자율을 μ , ga 를 자르는 자속을 Φ , 평행 도체판 간의 총 합성인덕턴스를 L 이라고 하면 면적 ga 를 가르는 자속 Φ 는

$$\Phi = B_y ga \quad (3.34)$$

로 주어지고 자장 B_y 는

$$WB_y = \frac{4\pi I}{c} \quad \text{or} \quad WB_y = \mu I \quad (3.35)$$

로 주어진다. 또한 자기 인덕턴스는 다음과 같이 정의된다.

$$L \frac{dI}{dt} = \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} \quad (3.36)$$

정상전류에서는

$$LI = \frac{1}{c} \Phi I = \mu \frac{ga}{W} \quad (3.37)$$

따라서, 단위길이당 인덕턴스는 다음과 같이 주어진다[18].

$$\frac{L}{a} = \mu \frac{g}{W} \quad (3.38)$$

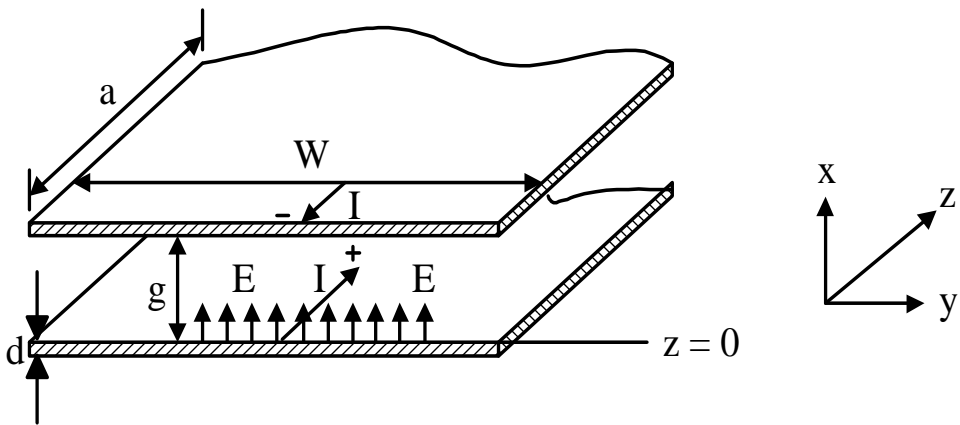


그림 3.1 평행판 전송선로

Fig. 3.1 A Parallel Plate Transmission Line.

3.2.4 주기 배열 정방형 전파흡수체의 등가 유전율

정전용량은 $C = \epsilon Wa/g = \epsilon S/g$ 에서와 같이 유전율과 단면적에 비례하고 간격에 반비례한다. 그림 3.2와 같이 주기적으로 배열된 정방형 전파흡

수체는 그림 3.3과 같이 등가재료정수 계산모델로 만들어 각각의 정전용량을 계산하고 그것으로부터 총 합성용량 C 를 구할 수 있다[19],[20].

$$C_1 = \varepsilon_o \varepsilon_r \frac{d/2 \cdot \Delta z}{d/2} = \varepsilon_o \varepsilon_r \Delta z \quad (3.39a)$$

$$C_2 = \frac{d/2 \varepsilon_o \Delta z}{(1/2)(a-d)} = \frac{d \varepsilon_o \Delta z}{(a-d)} \quad (3.39b)$$

$$C_3 = \frac{(1/2)(a-d) \varepsilon_o \Delta z}{a/2} = \frac{(a-d) \varepsilon_o \Delta z}{a} \quad (3.39c)$$

$$C = \left\{ \frac{(a-d)}{a} + \frac{\varepsilon_r d}{(a-d)\varepsilon_r + d} \right\} \varepsilon_o \Delta z \quad (3.39d)$$

따라서, 그림 3.2에서 Δz 의 두께를 가지는 구조에 대한 등가유전율 ε_{eq} 는

$$\varepsilon_{eq} = \frac{C}{\varepsilon_o \Delta z} \quad (3.40a)$$

$$\varepsilon_{eq} = \frac{(a-d)}{a} + \frac{\varepsilon_r d}{(a-d)\varepsilon_r + d} \quad (3.40b)$$

와 같이 계산할 수 있다.

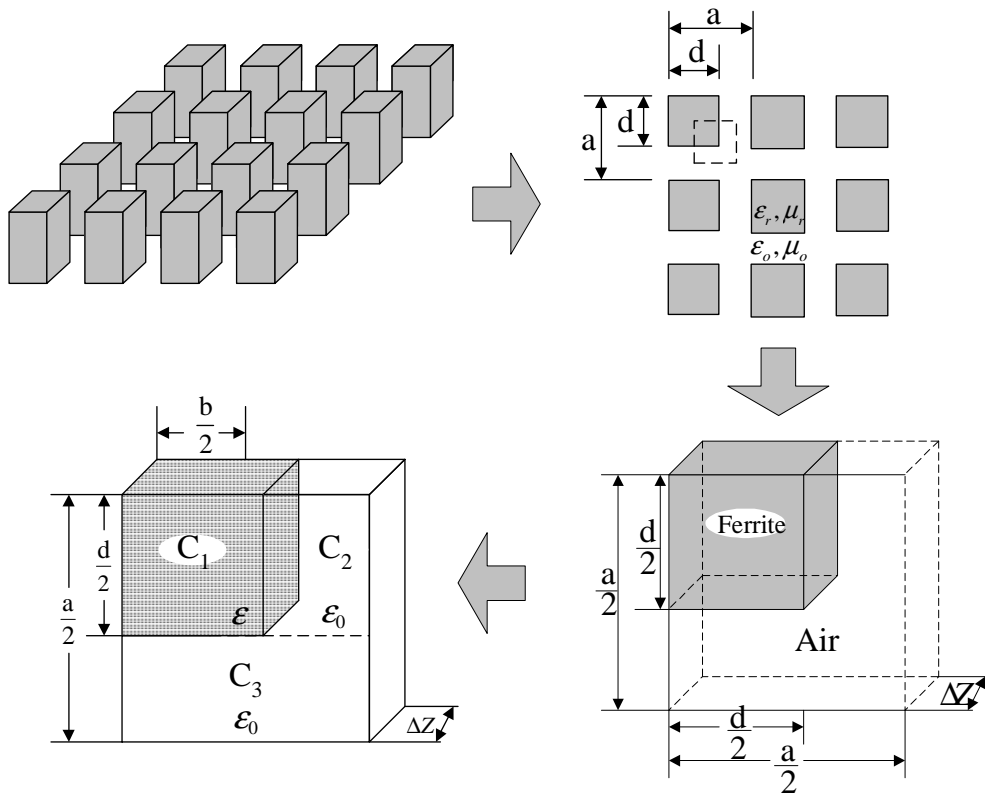


그림 3.2 등가재료정수의 캐패시턴스 계산모델

Fig. 3.2 A Capacitance Model for Calculation of Equivalent Constants.

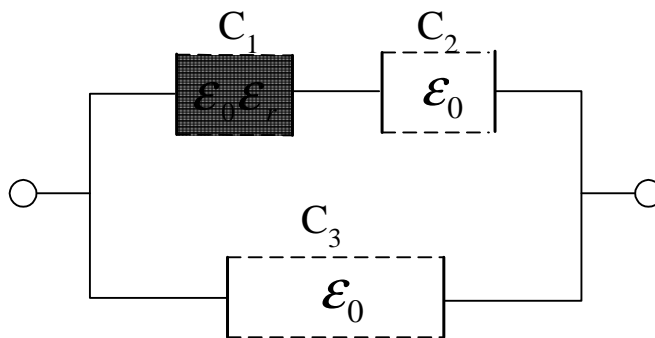


그림 3.3 합성용량 모델

Fig. 3.3 A synthesized capacitance model.

3.2.5 주기 배열 정방형 전과흡수체의 등가 투자율

단위길이당 인덕턴스는 식(3.38)로부터 3.2.4절과 같은 방법으로 그림 3.4의 모델로 그림 3.5와 같은 합성인덕턴스 모델을 만들 수 있다. 따라서 총 합성인덕턴스 L 은 다음과 같이 계산된다.

$$L_1 = \mu_o \mu_r \Delta z \quad (3.41a)$$

$$L_2 = \frac{dM_o \Delta z}{(a-d)} \quad (3.41b)$$

$$L_3 = \frac{(a-d) \mu_o \Delta z}{a} \quad (3.41c)$$

$$L = \left\{ \frac{(a-d)}{a} + \frac{\mu_r d}{(a-d)\mu_r + d} \right\} \mu_o \Delta z \quad (3.41d)$$

그러므로, 등가투자율 μ_{eq} 는

$$\mu_{eq} = \frac{L}{\mu_o \Delta z} \quad (3.42)$$

$$\mu_{eq} = \frac{(a-d)}{a} + \frac{\mu_r d}{(a-d)\mu_r + d} \quad (3.43)$$

로 주어진다.

이러한 방법을 등가재료정수법이라고 한다[22],[23].

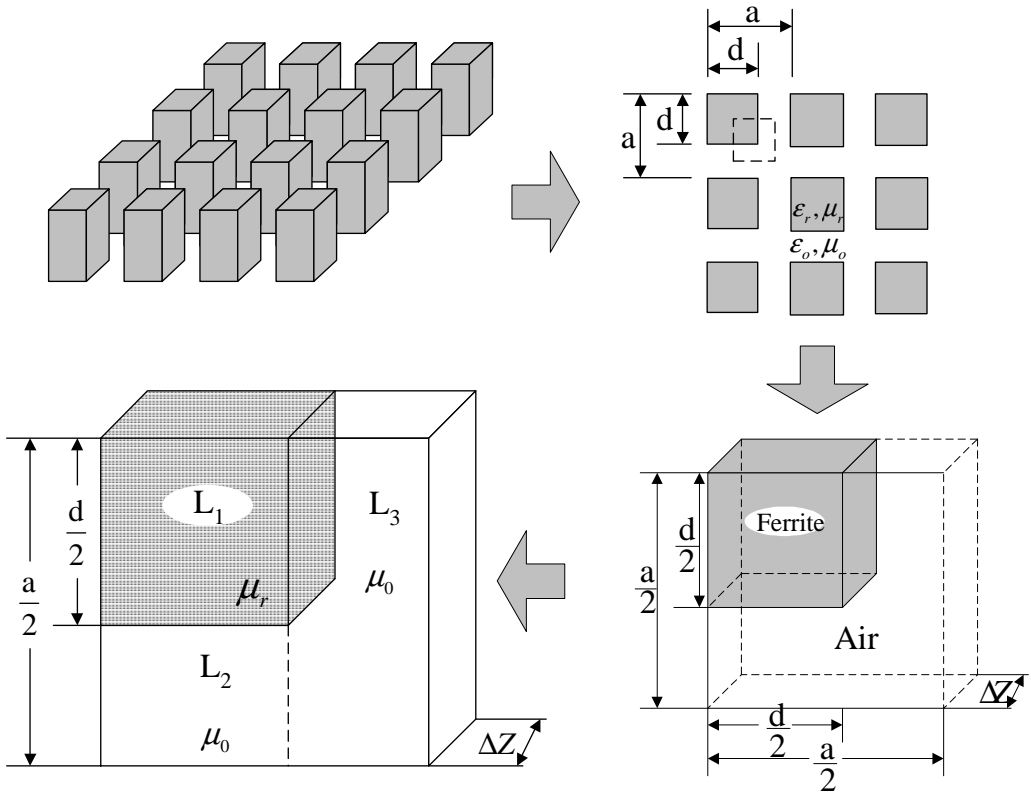


그림 3.4 등가재료정수의 인덕턴스 계산모델

Fig. 3.4 A Inductance Model for Calculation of Equivalent Constants.

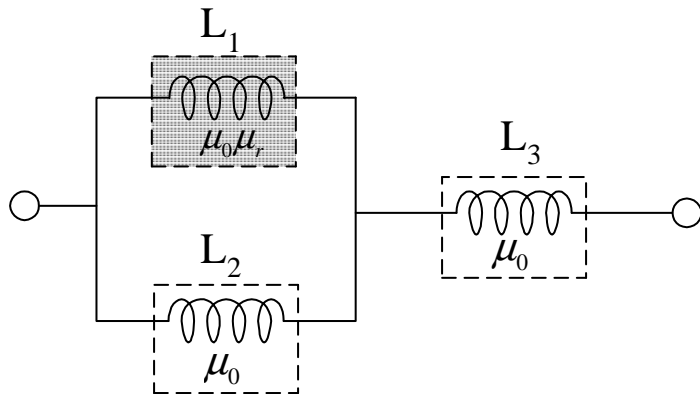


그림 3.5 합성인덕턴스 모델

Fig. 3.5 A synthesized inductance model.

3.3 Hemishpere 타입 광대역 전파 흡수체의 설계

페라이트 전파흡수체를 광대역화하기 위하여 페라이트와 도체 층 사이에 공기층을 삽입하거나 재료정수가 다른 페라이트 전파흡수체를 2개 이상의 층으로 조합한 모양, 또는 재료 정수는 동일한 물질로 전파흡수체의 형상을 공간적으로 변화시킴으로써 재료 정수를 제어하여 광대역화하고자 하는 시도가 이루어져 왔다.

본 논문에서는 후자의 방법을 택하여 설계하였다. 설계 원리는 단일 재료의 형상을 변화시켜, 공기와 혼재되는 공간을 형성하게 하는 것이다. 이로 인해, 혼재된 공간 내에서 재료의 양과 공기의 양에 따라 그 공간은 등가적인 재료정수를 가지게 되며, 이 재료정수는 원재료가 가지는 재료정수가 아닌 다른 재료정수를 가지는 것과 유사한 특성을 나타내게 된다는 것이다.

뒷면에 금속판을 부착하고, 1층은 소결페라이트 타일, 2층부는 원기둥형상, 3층부는 꼭지절단 원추형상, 4층부는 원기둥형상, 마지막으로 5층부에는 반구형상을 올려 1층을 제외한 나머지 층에서는 형상의 변화로 인해 재료 정수의 값이 틀리게 나타나게 한다. 이때 전체적인 두께를 최소화 하기 위해 각 층이 상호 연동인 상태에서 최적 파라미터를 구하기 위해 반복적인 계산을 실시한다.

3.3.1 등가재료정수법을 이용한 해석

새로이 제안하는 전파흡수체의 모델은 그림 3.6과 그림 3.7에 각각 나타내었다. 그림 3.6은 제안된 전파흡수체의 사시도, 그림 3.7은 개선된 전파흡수체의 측면도와 평면도를 나타낸 것이다.

새로운 형상의 전파흡수체는 각 층이 가지는 재료 정수값들이 다르기 때문에, 각 층의 재료 정수값을 구한 후 모두 합하여 전체 전파흡수체의 재료 정수값을 구할 수 있다. 즉, 페라이트와 공기가 혼재해 있는 층들의 페라이트와 공기의 양을 적절히 조절하여, 형상 변화를 통해 원하는 전파흡수 특성을 가지도록 재료 정수값을 제어할 수 있다.

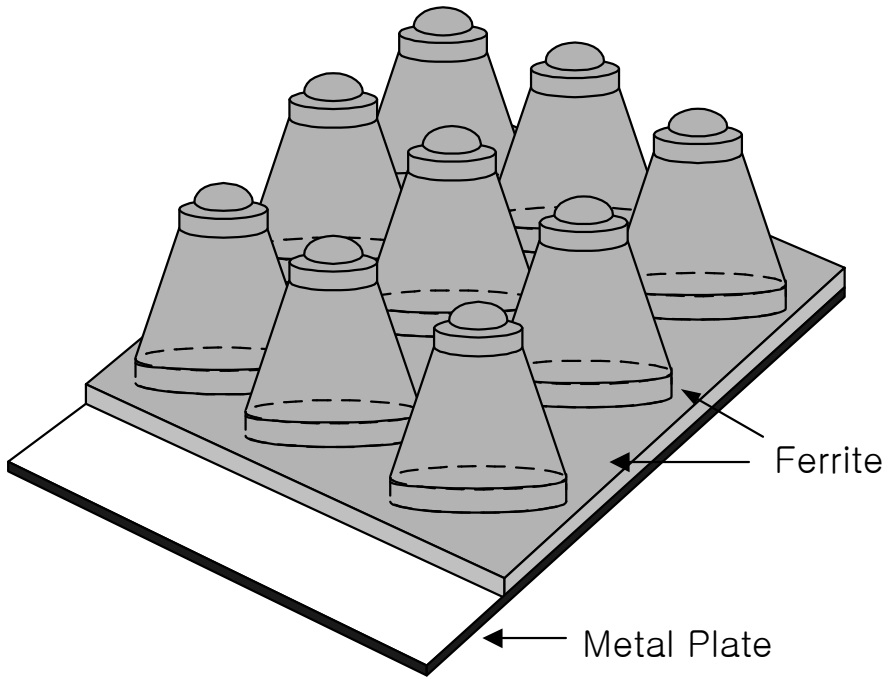


그림 3.6 제안한 전파흡수체의 사시도
 Fig. 3.6 Bird's eye of the EM wave absorber.

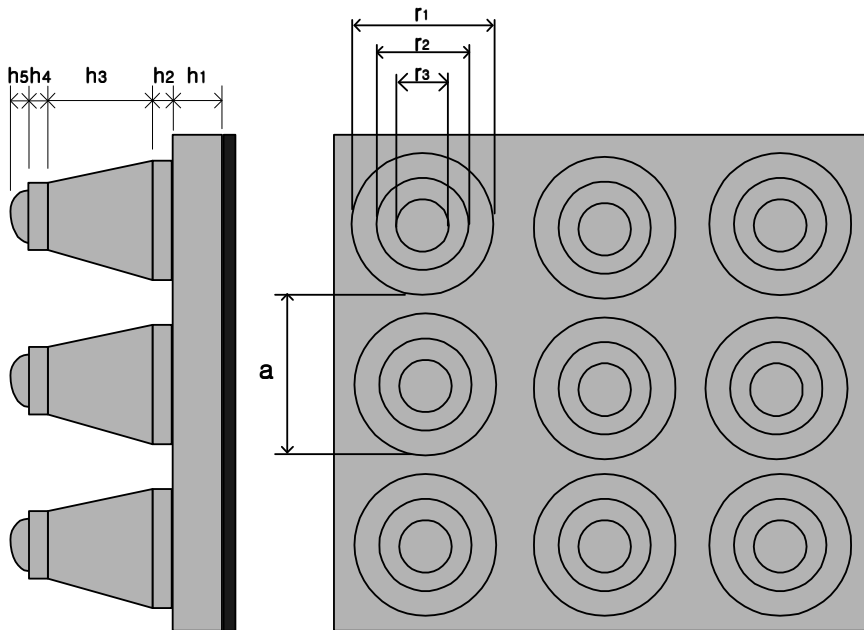


그림 3.7 제안한 전파흡수체의 측면도와 평면도
 Fig. 3.7 Side view and floor plan of the EM wave absorber.

표 3.1은 제안한 전파흡수체의 치수를 나타낸 것이며, 이 치수는 전파 흡수체의 실제 제작에도 사용되었다.

표 3.1 제안한 전파흡수체의 치수

Table 3.1 The dimensions of the proposed EM wave absorber.

	h1	h2	h3	h4	h5	r1	r2	r3	a
Size(mm)	6.8	1.8	16.5	0.79	2.5	18.05	10.38	7.2	20

그림 3.8에 보이는 것과 같이 흡수체를 단위 두께를 가지는 여러 개의 층으로 근사시킨다. 이를 다층형 전파 흡수체의 해석법을 적용하여 그림 3.9과 같이 등가회로화하여 등가 유전율을 식 (3.44)와 같이 계산할 수 있다. 등가 투자율 역시 같은 방법으로 그림 3.10과 같이 등가 회로화하여 식 (3.45)와 같이 계산할 수 있다[5].

$$\begin{aligned} \varepsilon_{eff} = & \frac{a[(a - \Delta t)\varepsilon_r + \Delta t]}{a(x_{n+1} - x_n)\varepsilon_r} \\ & + \frac{[(a - x_n + n\Delta t)(x_{n+1} - x_n)]\varepsilon_r}{a(x_{n+1} - x_n)\varepsilon_r} \end{aligned} \quad (3.44)$$

$$\begin{aligned} \mu_{eff} = & \frac{a[(a - x_n)\mu_r + (x_n - n\Delta t)]}{a\Delta t\mu_r} \\ & + \frac{(a - x_n + n\Delta t)\mu_r}{a\mu_r} \end{aligned} \quad (3.45)$$

여기서, a 는 원추의 주기, x_n 은 n 영역의 반지름, Δt 는 분할한 두께이다.

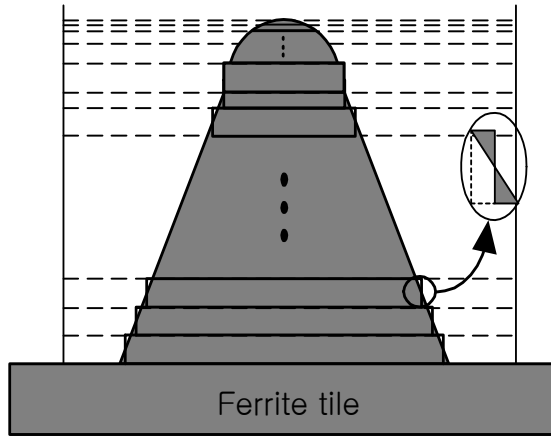


그림 3.8 해석 영역의 측면도

Fig. 3.8 Side view in analysis domain.

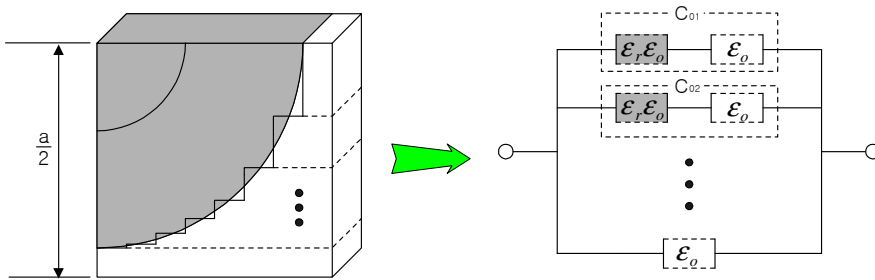


그림 3.9 원형부의 등가 캐패시턴스 모델

Fig. 3.9 Equivalent capacitance model of cylinder part.

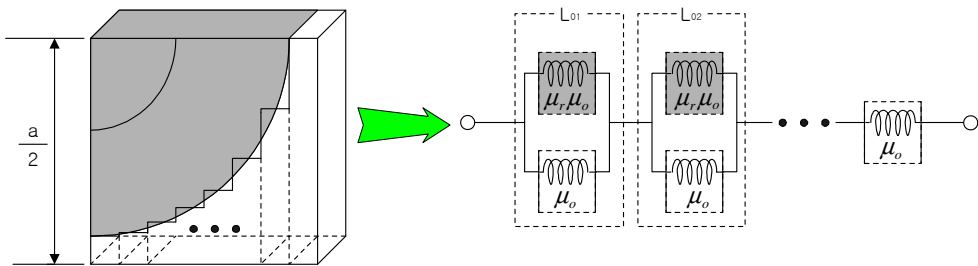


그림 3.10 원형부의 등가 인덕턴스 모델

Fig. 3.10 Equivalent inductance model of cylinder part.

3.3.2 사입사 특성을 위한 전자파의 반사와 굴절

사입사 특성을 계산하는 경우 TE-mode와 TM-mode 두가지로 나누어 각각에 대해 알아본다[24].

(1) 전기장과 경계면이 평행인 경우(평행편파 또는 TE-mode)

그림 3.11에서 보는 바와 같이 전기장벡터와 \hat{z} 가 직교하고 있으므로,

$$\mathbf{E}_1 \cdot \hat{z} = 0, \mathbf{E}_2 \cdot \hat{z} = 0, \mathbf{E}_3 \cdot \hat{z} = 0 \quad (3.46)$$

가 된다. 따라서 식 (3.46)은

$$\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_3 = \mathbf{E}_2 \quad (3.47)$$

가 되며, 각 항의 벡터가 동일방향인 것을 고려하면

$$E_1 + E_3 = E_2 \quad (3.48)$$

가 얻어진다.

식 (3.47)을 벡터해석에 의해 전개하고, 식 (3.46)을 사용하면

$$\frac{1}{\mu_1} [\mathbf{E}(\hat{z} \cdot \mathbf{k}_1) + \mathbf{E}_3(\hat{z} \cdot \mathbf{k}_3)] = \frac{1}{\mu_2} \mathbf{E}_2(\hat{z} \cdot \mathbf{k}_2) \quad (3.49)$$

이 되며, 그림 3.11의 각도를 쓰면 이것은

$$\frac{k_1}{\mu_1} [E_1 \cos \theta_1 - E_3 \cos \theta_3] = \frac{k_2}{\mu_2} E_2 \cos \theta_2 \quad (3.50)$$

로 다시 쓸 수 있다.

식 (3.48)과 (3.49)를 연립방정식으로 풀면 전기장의 투과계수 \mathcal{T} 와 반사계수 Γ 는 다음과 같이 표현된다.

$$T = \frac{E_2}{E_1} = \frac{2\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} \cos\theta_1}{\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} \cos\theta_1 + \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} \cos\theta_2} \quad (3.51)$$

$$\Gamma = \frac{E_3}{E_1} = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} \cos\theta_1 - \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} \cos\theta_2}{\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} \cos\theta_1 + \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} \cos\theta_2} \quad (3.52)$$

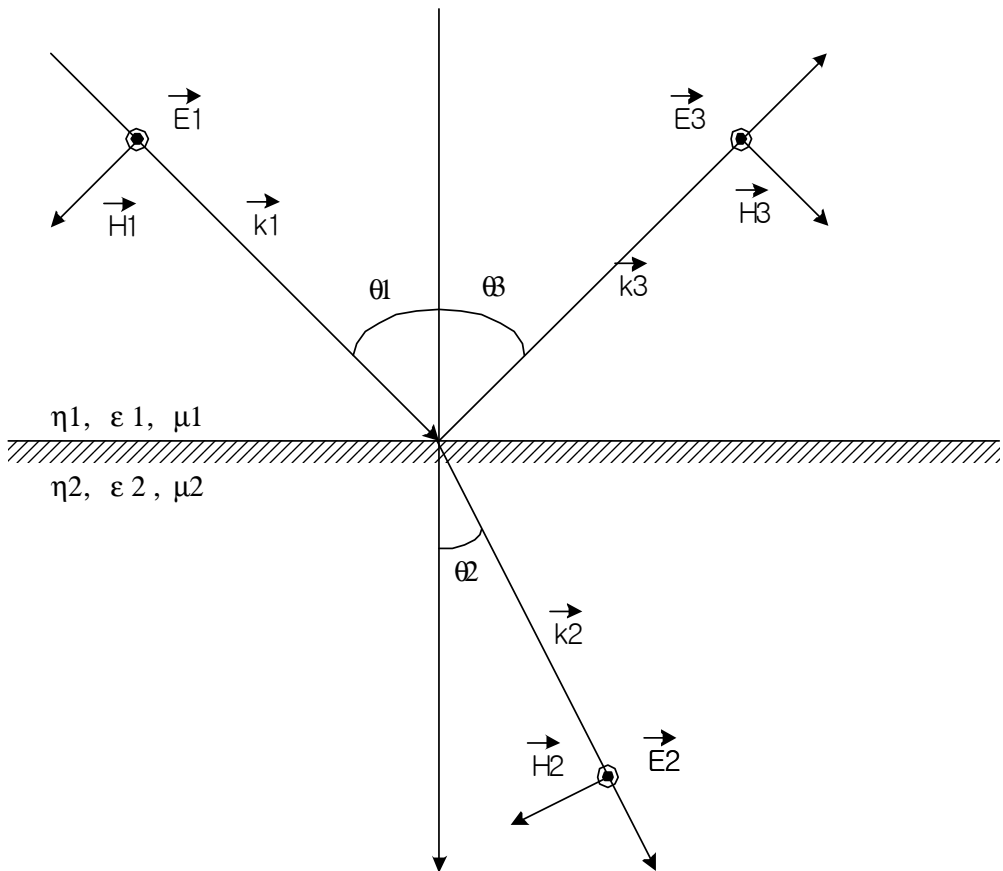


그림 3.11 전계와 경계면이 평행한 경우 (평행편파 또는 TE-mode)
 Fig. 3.11 Transmission and reflection at the boundary between two ideal dielectrics (TE-mode).

이 경우 매질 1에서 입사되는 파는

$$\mathbf{E}_1 = \hat{y}E_{y1} = \boldsymbol{\nu}n_1H_{x1} \quad (3.53)$$

$$\mathbf{H}_1 = -\hat{x}H_{x1} + \hat{z}H_{z1} \quad (3.54)$$

이고, 매질 2에서 투과되는 파는

$$\mathbf{E}_2 = \hat{y}E_{y2} \quad (3.55)$$

$$\mathbf{H}_2 = -\hat{x}H_{x2} + \hat{z}H_{z2} \quad (3.56)$$

이다. 그러므로 매질 1과 매질 2에서의 파동임피던스 Z_{TE1} 및 Z_{TE2} 는 다음과 같이 나타내어진다.

$$Z_{TE1} = -\frac{E_{y1}}{H_{x1}} = n_1 \frac{1}{\cos\theta_1} = n_1 \sec\theta_1 \quad (3.57)$$

$$Z_{TE2} = -\frac{E_{y2}}{H_{x2}} = n_2 \frac{1}{\cos\theta_2} = n_2 \sec\theta_2 \quad (3.58)$$

또한, Z_{TE3} 은 $\theta_1 = \theta_3$ 이므로 Z_{TE1} 과 같다.

(2) 자기장과 경계면이 평행인 경우(직각편파 또는 TM-mode)

이 경우도 TE 모드와 마찬가지로 그림 3.11을 이용하여 다음과 같이 해석할 수 있다. 경계조건은 식 (3.47)과 유사하게

$$H_1 + H_3 = H_2 \quad (3.59)$$

로 쓸 수 있다.

또한 식 (3.49)와 마찬가지로

$$\frac{1}{\varepsilon_1} [H_1(\hat{z} \cdot \mathbf{k}_1) + H_3(\hat{z} \cdot \mathbf{k}_3)] = \frac{1}{\varepsilon_2} H_2(\hat{z} \cdot \mathbf{k}_2) \quad (3.60)$$

을 얻는다. 그림 3.11의 각도를 쓰면

$$\frac{k_1}{\varepsilon_1} [H_1 \cos \Theta_1 - H_3 \cos \Theta_3] = \frac{k_2}{\varepsilon_2} H_2 \cos \Theta_2 \quad (3.61)$$

로 다시 쓸 수 있다.

식 (3.59)와 (3.60)을 연립방정식으로 풀면 자기장의 투과계수 T 와 반사계수 Γ 는 다음과 같이 표현된다.

$$T = \frac{H_2}{H_1} = \frac{2\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos \Theta_1}{\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos \Theta_1 + \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \Theta_2} \quad (3.62)$$

$$\Gamma = \frac{H_3}{H_1} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos \Theta_1 - \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \Theta_2}{\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos \Theta_1 + \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \Theta_2} \quad (3.63)$$

이 경우 매질 1에서 입사되는 파는

$$\mathbf{H}_1 = \hat{y}H_{x1} = \frac{1}{n_1} \hat{y}E_{x1} \quad (3.64)$$

$$\mathbf{E}_1 = \hat{x}E_{x1} \cos \Theta_1 - \hat{z}E_{z1} \quad (3.65)$$

이고, 매질 2에서 투과되는 파는

$$\mathbf{H}_2 = \hat{y}H_{x2} = \frac{1}{n_2} \hat{y}E_{x2} \quad (3.66)$$

$$\mathbf{E}_2 = -\hat{x}E_{x2} \cos \Theta_2 - \hat{z}E_{z1} \quad (3.67)$$

이다. 그러므로 매질 1과 매질 2에서의 파동임피던스 Z_{TM1} 및 Z_{TM2} 는 다음과 같이 나타내어진다.

$$Z_{TM1} = Z_{TM3} = \frac{E_{x1}}{H_{y1}} = n_1 \cos \Theta_1 \quad (3.68)$$

$$Z_{TM2} = -\frac{E_{x1}}{H_{y1}} = n_2 \cos \Theta_2 \quad (3.69)$$

그리고 위와 달리 진행 방향에 대해 전기장, 자기장 모두 수직인 것을 TEM 모드라 하며, 이 때 매질 1과 매질 2에서의 파동 임피던스는 각각 n_1 및 n_2 가 된다.

3.3.3 시뮬레이션 결과

그림 3.13은 제안한 전파흡수체와 기존에 제안된 타일형 전파흡수체, 격자형 전파흡수체의 시뮬레이션 결과를 비교한 그래프이다. 그림 3.13에서 보는 바와 같이 그 성능이 월등함을 알 수 있다.

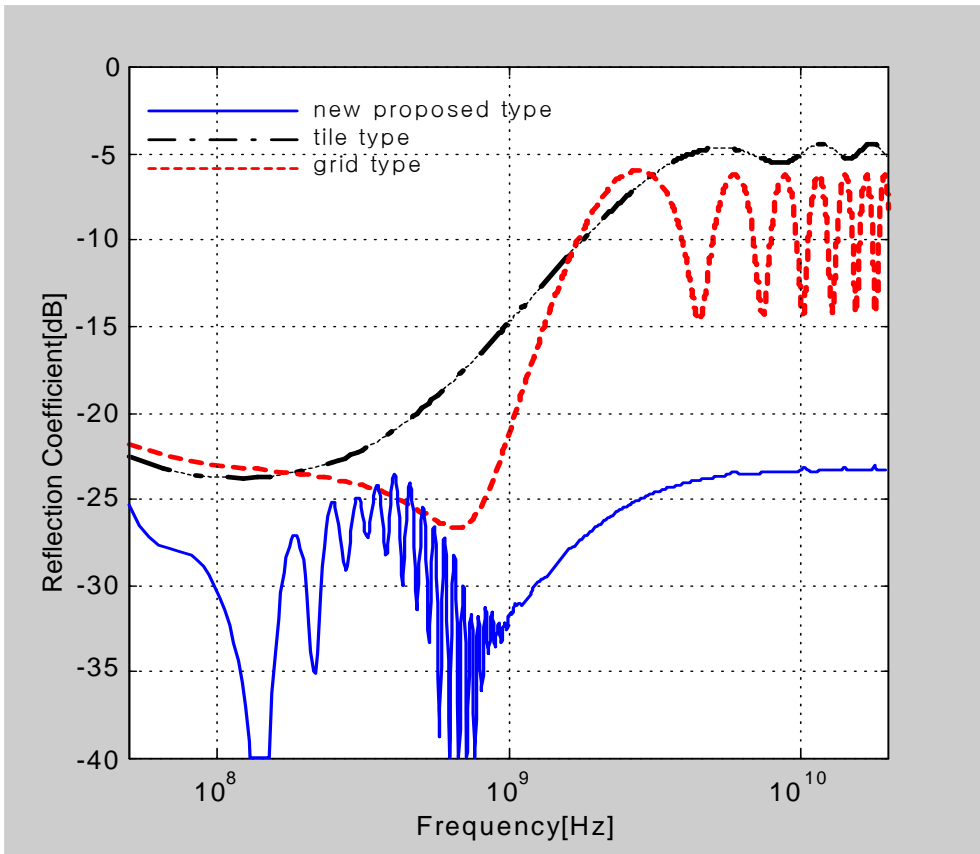


그림 3.13 시뮬레이션 결과 비교

Fig. 3.13 Comparison of the simulation results between the proposed absorber and the conventional absorbers.

전파흡수체에 대한 사입사 특성은 TE 모드와 TM 모드 나눠서 진행 하였으며, 입사각은 5°, 10°, 15°, 30°, 45°, 60°에 대해 계산하였다. 그 결과는 다음과 같다[25].

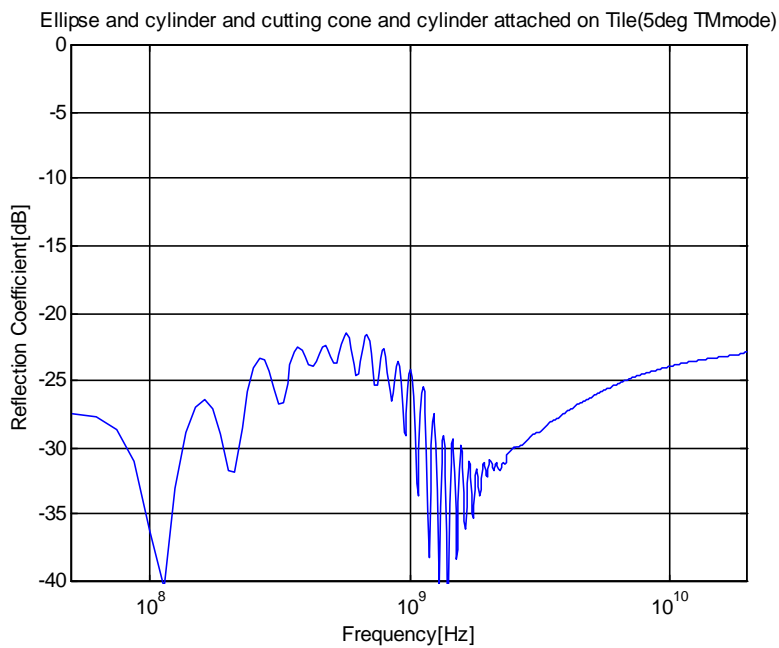
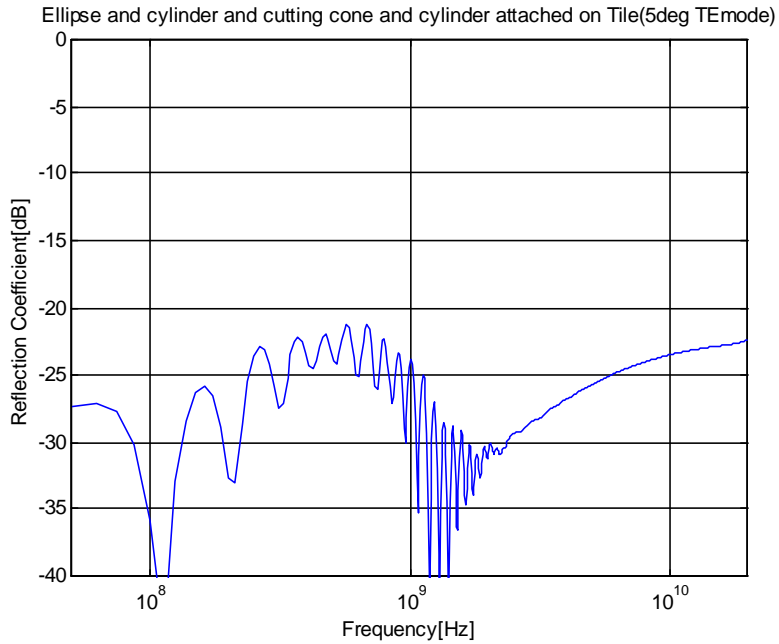


그림 3.14 입사각 5°에서 TE 모드와 TM 모드에 대한 흡수능
Fig. 3.14 Absorption ability at 5° incident angle.

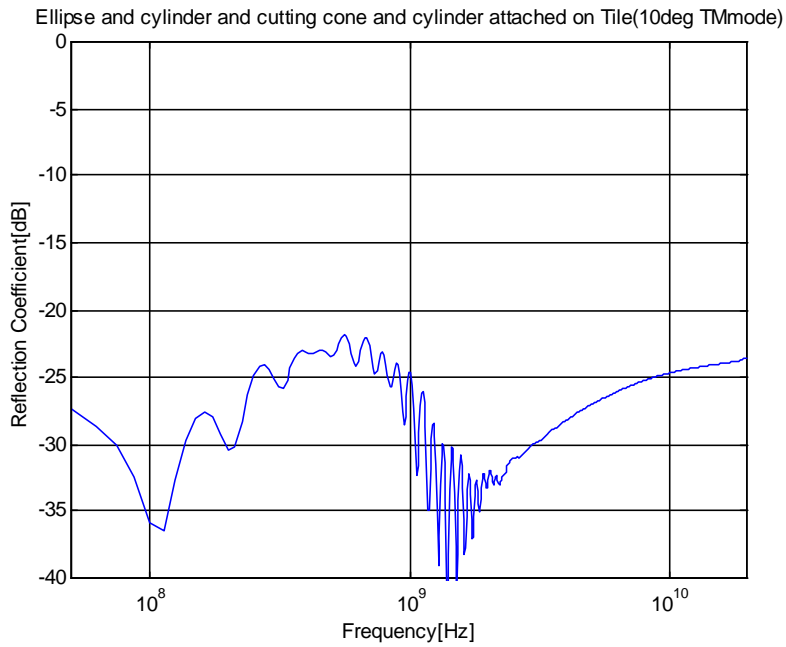
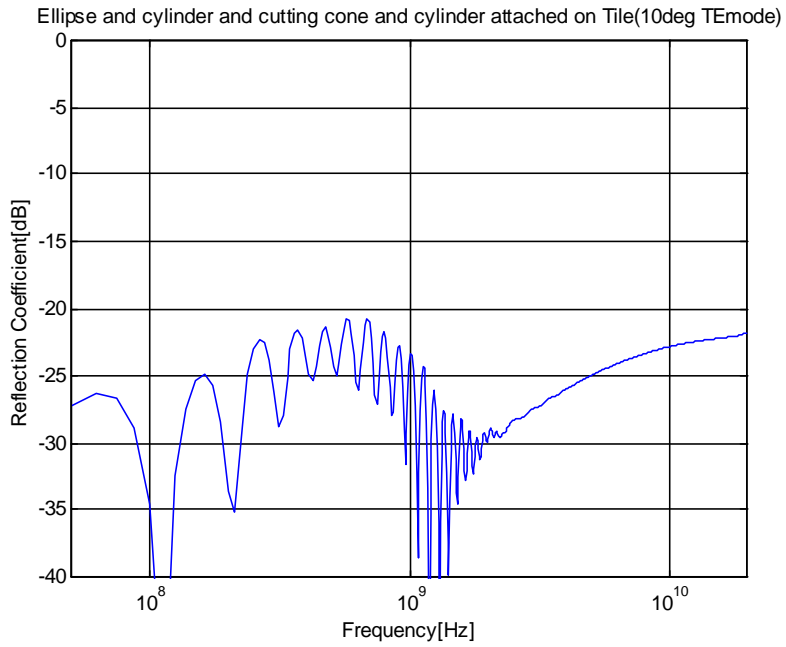


그림 3.15 입사각 10° 에서 TE 모드와 TM 모드에 대한 흡수능
 Fig. 3.15 Absorption ability at 10° incident angle.

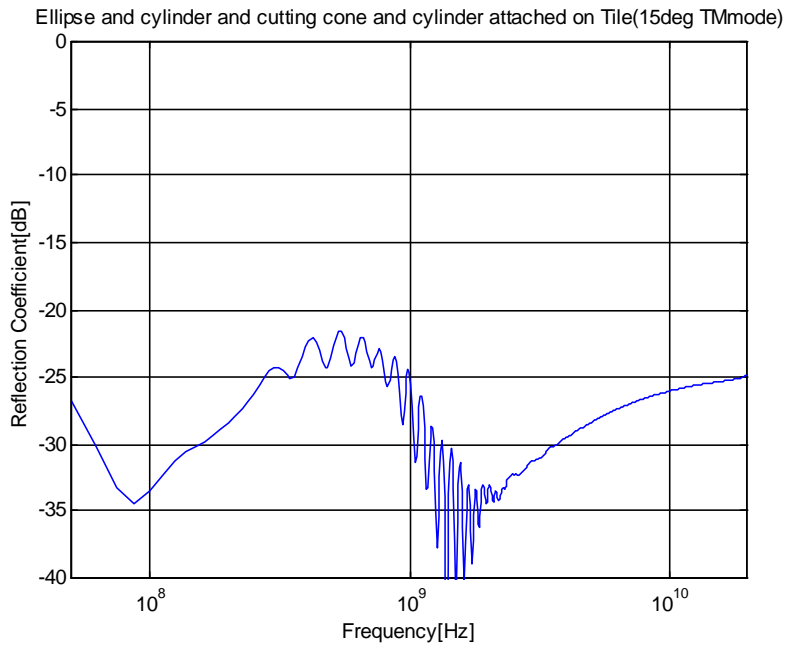
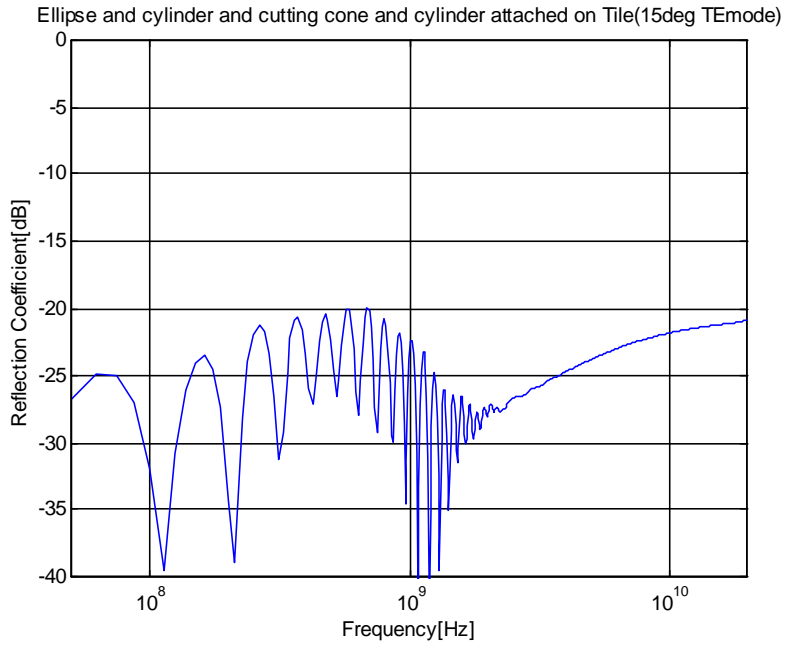


그림 3.16 입사각 15°에서 TE 모드와 TM 모드에 대한 흡수능
 Fig. 3.16 Absorption ability at 15° incident angle.

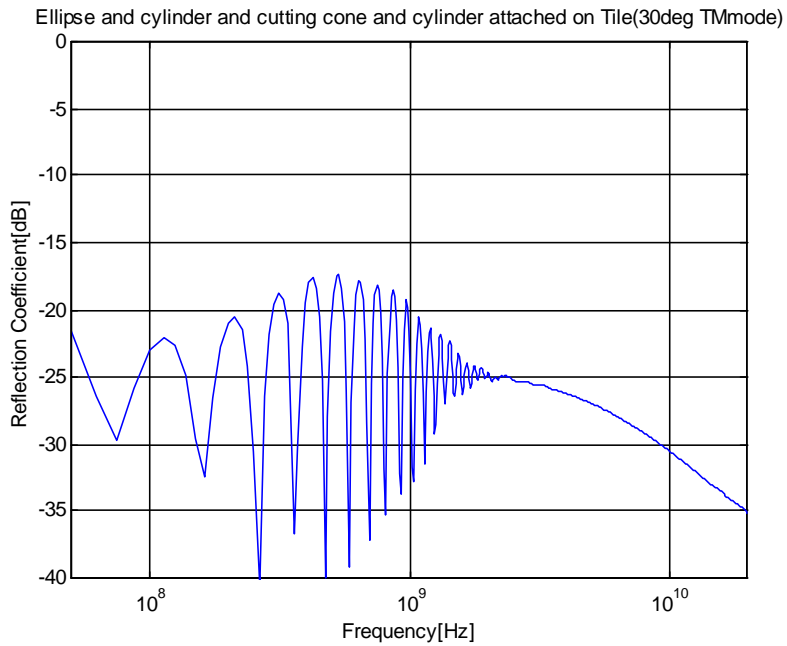
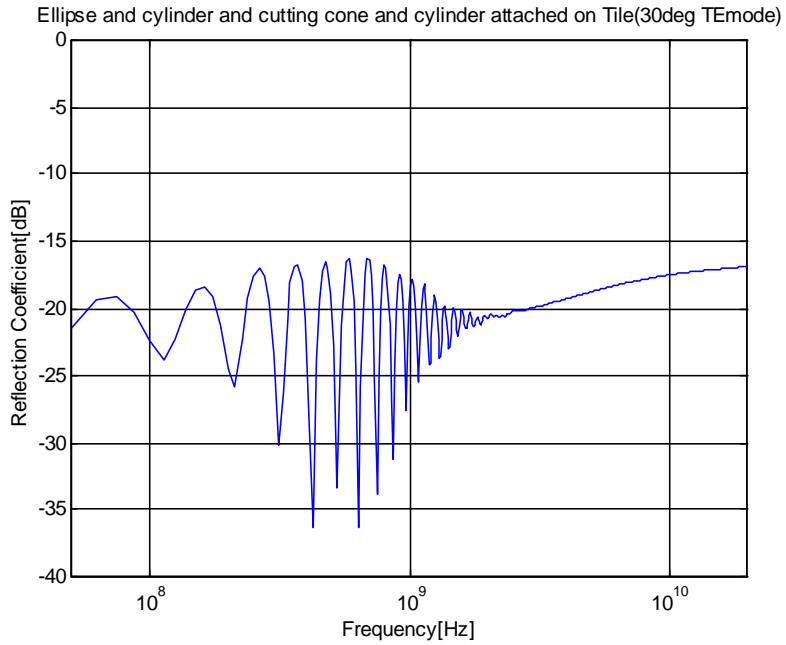


그림 3.17 입사각 30°에서 TE 모드와 TM 모드에 대한 흡수능
 Fig. 3.17 Absorption ability at 30° incident angle.

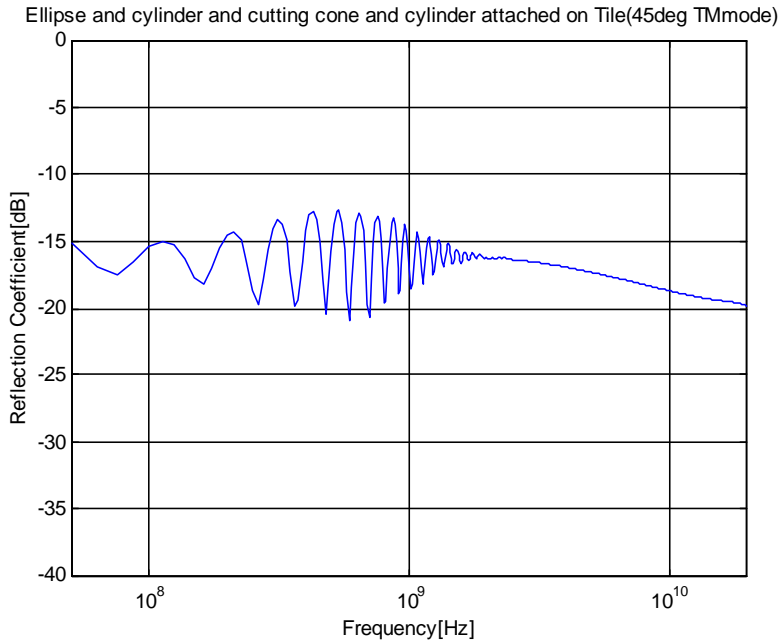
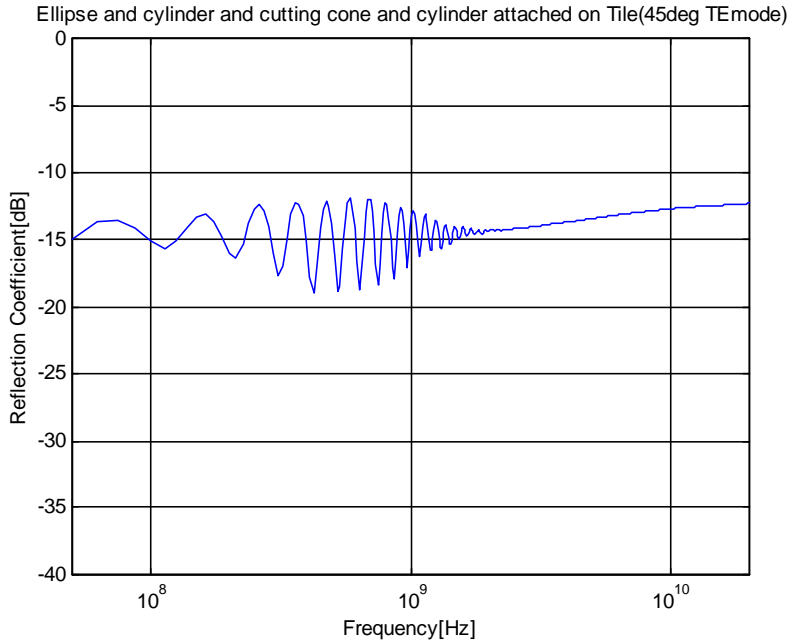


그림 3.18 입사각 45°에서 TE 모드와 TM 모드에 대한 흡수능
 Fig. 3.18 Absorption ability at 45°incident angle.

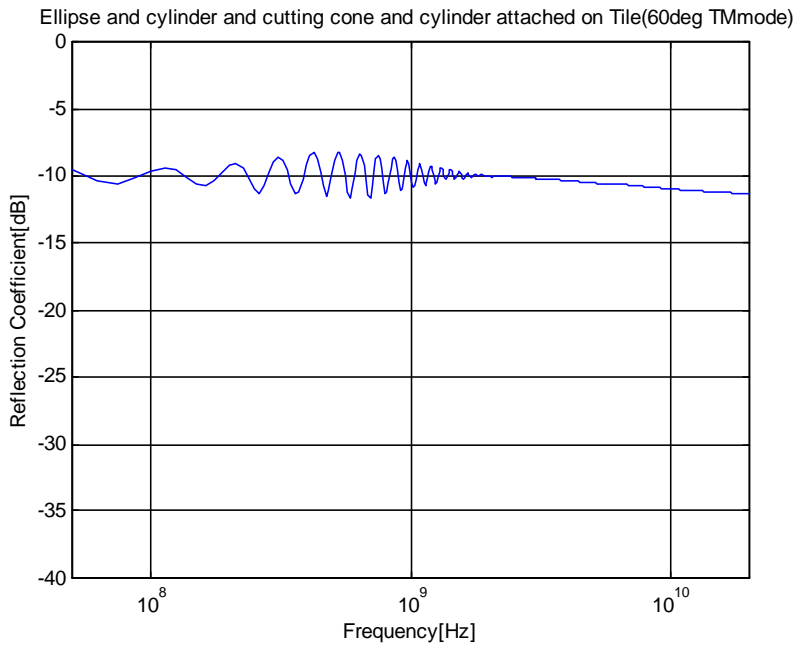
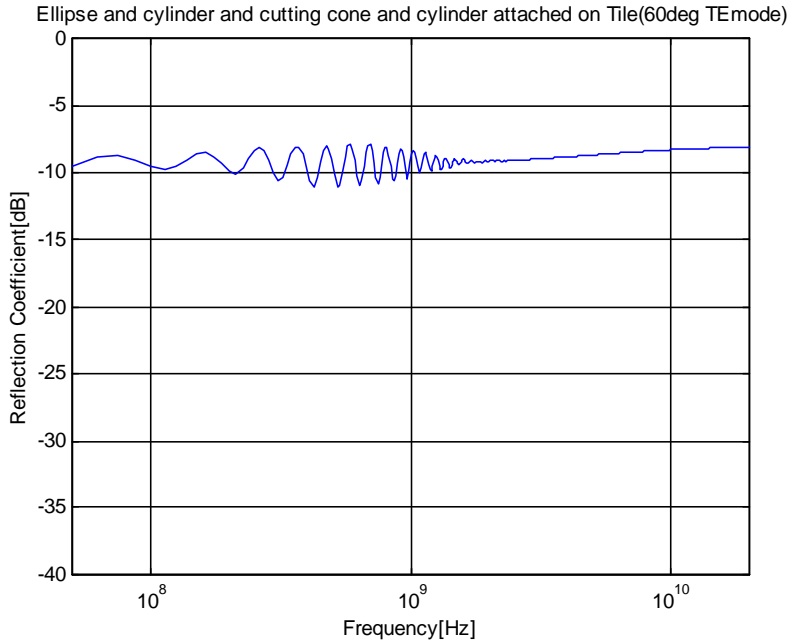


그림 3.19 입사각 60°에서 TE 모드와 TM 모드에 대한 흡수능
 Fig. 3.19 Absorption ability at 60°incident angle.

그림에서 보는 바와 같이 (수직입사를 0°라 할 때) 입사각이 커질수록 TE 모드의 경우 흡수능도 점차 낮아지나, TM 모드의 경우는 약 15°까지는 흡수능이 높아지다가 다시 낮아짐을 볼 수 있다.

그림 3.20은 실제 제작한 전파흡수체의 실물 사진이다.



그림 3.20 실제 제작된 전파흡수체
Fig. 3.20 Fabricated EM wave absorber.

제 4 장 자성재료 해석을 위한 FDTD

기존에 본 연구실에서 전파 흡수체 설계를 위해 사용한 등가재료정수법은 시뮬레이션의 결과가 실측정치와 비교하여 유사한 패턴을 유지하지만 그래프에 전반적으로 나타나는 오차로 인해 정확한 결과치를 얻기에는 만족스럽지 못하였다[5].

이의 해결 방법으로 현재 전자계의 수치 해석법의 하나로서, 정식화 과정의 수월함과 계산 효율의 우수함으로 현재 널리 사용되어지고 유효성이 입증된 FDTD 법을 이용하여 전파흡수체의 흡수능을 해석하고자 한다.

맥스웰 방정식을 해석적으로 풀기 위한 방법으로 차분화하여 해를 구하는 방법이 오래 전부터 연구되어 왔다. 1966년에 Yee가 독특한 메쉬 구조를 고안하고, 그 후에 Taflove 등이 그것을 발전시킨 방법이 유한 차분 시간영역법이다 [23].

FDTD법을 이용해 개방구조를 해석할 때에 해석영역을 유한한 크기로 처리하기 위해 필요한 흡수 경계 조건에 관한 연구도 가장 많이 사용되는 Mur의 Mur와 최근 Berenger에 의해 발표된 PML(Perfectly Matched Layer) 흡수 경계 조건으로 큰 성과를 이루었다.

FDTD는 벡터 편미분 방정식인 맥스웰 방정식을 유한차분법을 이용하여 시간과 공간 영역에 근사적으로 이산화시켜 전자기 문제를 분석하는 수치 해석 방법이다. 실제 FDTD법은 카테시안 좌표계를 사용한 3차원 해석방법이다. 그러므로, x, y, z, 세 방향에 대한 전계와 자계의 계산이 요구된다. 그러나 본 논문에서 해석하고자 하는 비자성재료를 사용한 전파흡수체의 경우, 2차원 이상에서 현재 Personal Computer로는 그 계산에 한계를 보인다. 다시 말해서, 측정 대상물의 크기로 인한 FDTD 해석 영역 확장과 반사 기법을 사용하기 위한 타임 스텝의 증가, 그리고 한 함수의 해석을 위해 다시 많은 부분 함수들을 도입해야 하므로 PC를 사용한 정확한 결과물의 출력은 상당한 무리임을 알 수 있었다.

이에 본 논문에서는 3차원 구조 형상을 가진 전파 흡수체를 등가재료 정수를 가진 Plate 구조로 변경, 1차원 구조화한 후 이를 대상으로 1차원 FDTD법을 이용하여 비자성재료로 제작된 전파 흡수체의 흡수특성을 해석하는 방법을 제안한다.

4.1 FDTD법의 정식화

4.1.1 맥스웰 방정식

전자파 문제 해석을 위해서는 맥스웰의 편미분 방정식을 기본적으로 고려하여야 한다. 자유공간에서 시간 의존 맥스웰의 회전 방정식은

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \times \mathbf{H} \quad (4.1a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} \quad (4.1b)$$

이다.

\mathbf{E} 와 \mathbf{H} 는 3차원 벡터이므로, 일반적으로, 식 (4.1a)와 (4.1b)는 각기 세 개의 식으로 표현된다. 위 식을 직각 좌표계에서 다음의 6개의 스칼라 방정식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (4.2a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (4.2b)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (4.2c)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (4.2d)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (4.2e)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (4.2f)$$

여기서는 단지 E_x 와 H_y 만을 사용하는 1차원의 경우를 가지고 시작할 것이므로, 식 (4.1a)와 (4.1b)는

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (4.3a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (4.3b)$$

이 된다.

윗 식들은 x 방향의 전계와 y 방향의 자계, 그리고 z 방향으로 진행하는 평면파의 식이다.

시간과 공간의 도함수 모두에 대해 중앙 차분 근사를 취하면

$$\frac{E_x^{n+1/2}(k) - E_x^{n-1/2}(k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)}{\Delta t} \quad (4.4a)$$

$$\frac{H_y^{n+1}(k+1/2) - H_y^n(k+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{E_x^{n+1/2}(k+1) - E_x^{n+1/2}(k)}{\Delta t} \quad (4.4b)$$

가 된다.

H 는 E 값들 사이에 위치하리라 생각되는 H 값을 표시하기 위해 $k+1/2$ 와 $k-1/2$ 인자를 사용한다. 이것은 그림 4.1에 도시되어 있다. 비슷하게, 윗첨자 $n+1/2$ 또는 $n-1/2$ 는 각각 n 의 조금 앞과 조금 뒤에서 발생함을 지시한다.

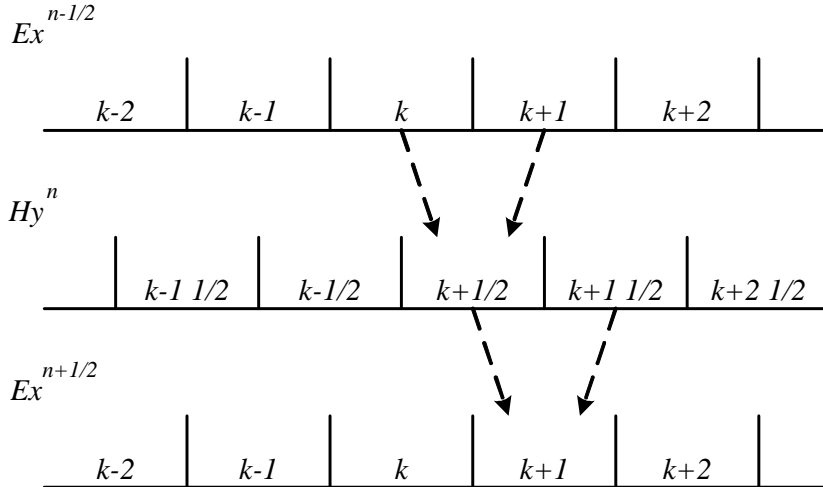


그림 4.1 FDTD 공식화에서 공간과 시간에서의 E 와 H 필드의 삽입
 Fig. 4.1 Interleaving of the E and H fields in space and time in the FDTD formulation.

이러한 경우, $H_y(k+1/2)$ 를 계산하기 위해 k 와 $k+1$ 에서 E_x 의 인근 값이 요구된다. 유사하게, $E_x(k+1)$ 를 계산하기 위해, $k+1/2$ 와 $k+1 1/2$ 에서의 H_y 값이 요구된다.

식 (4.4a)와 (4.4b)는 반복 알고리즘으로 재배열될 수 있다.

$$E_x^{n+1/2}(k) = E_x^{n-1/2}(k) - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \cdot \Delta x} [H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)] \quad (4.5a)$$

$$H_y^{n+1}(k+1/2) = H_y^n(k+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta x} [E_x^{n+1/2}(k+1) - E_x^{n+1/2}(k)] \quad (4.5b)$$

여기서 Δx 는 셀 크기를 나타내며, Δt 는 시간 스텝을 나타낸다. 그러므로, 위의 두 식은 공간과 시간 모두에 대해 사용되어진다. 예를 들어, 식 (4.5a)에서 E_x 의 새로운 값은 E_x 의 이전 값과 H_y 의 가장 최근 값으로부터 계산된다. 이것은 유한 차분 시간 영역(FDTD) 방법의 기본적인 진행이다.

식 (4.5a)와 (4.5b)는 매우 유사하지만, ϵ_0 와 μ_0 는 각각의 차수에 따라 다르기 때문에, E_x 와 H_y 는 각각의 차수에 따라 달라질 것이다. 이를 위해 다음의 형식으로 정규화 한다[24].

$$\tilde{E} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E \quad (4.6)$$

이것을 식 (4.5a)와 (4.5b)에 대치하면 다음으로 된다.

$$\tilde{E}_x^{n+1/2}(k) = \tilde{E}_x^{n-1/2}(k) - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\Delta t}{\Delta x} [H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)] \quad (4.7a)$$

$$H_y^{n+1}(k+1/2) = H_y^n(k+1/2) - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\Delta t}{\Delta x} [\tilde{E}_x^{n+1/2}(k+1) - \tilde{E}_x^{n+1/2}(k)] \quad (4.7b)$$

셀 크기 Δx 가 선택되면, 시간 스텝 Δt 는 다음에 의해 결정된다.

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{2 \cdot c_0} \quad (4.8)$$

여기서 c_0 는 자유공간에서 빛의 속도이다. 위와 같이 되는 이유는 다음 절에서 설명한다.

그러므로,

$$\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\Delta t}{\Delta x} = c_0 \cdot \frac{\Delta x/2 \cdot c_0}{\Delta x} = \frac{1}{2} \quad (4.9)$$

로 단순화 할 수 있다.

4.1.2 안정성

이 절에서는 시간 스텝을 어떻게 결정하는지에 대해 설명한다. 자유공간을 진행하는 전자기파는 빛의 속도보다 더 빠를 수 없다. 한 셀을 전파하기 위해서는 $\Delta t = \Delta x / c_0$ 의 최소 시간을 요구된다. $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ (3차원)은 일반적으로 파장의 $1/10 \sim 1/20$ 으로 하며 Δt 는 다음과 같은 안정 조건을 만족해야 한다. 이에 대해서는 Courant 조건에 요약되어 있다[29].

$$\Delta t \leq \frac{1}{c_0 \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}} \quad (4.10)$$

만약 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 가 모두 같은 크기인 정입방체인 경우는 다음과 같이 된다.

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{\sqrt{n} \cdot c_0} \quad (4.11)$$

여기에서 n 은 해석공간의 차원이다. 본 논문에서 Δt 는 단순화를 위해 다음으로 결정될 것이다.

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{2 \cdot c_0} \quad (4.12)$$

대부분의 구조에 대응하기 위해서 Δt 를 보다 세밀하게 취급하더라도 더 좋은 결과를 얻을 수는 없다. 왜냐 하면 식의 좌우가 같게 될 때, 이산화된 파는 실제 전송하고 있는 파를 가장 잘 근사화 할 수 있고 이산화로 인한 grid 분산의 오차가 최소치가 된다. 단, 유한한 값의 도전율을 가지는 도체이거나 비선형 매질을 가진 구조 등의 경우는 예외이며, 시간 이산 간격을 택할 때에는 특별한 주의가 필요하다.

사용되는 셀의 크기는 일반적으로 파장의 1/10 ~ 1/20로 구해진다.

$$\lambda_0 = \frac{c_0}{f} \quad (4.13)$$

$$\Delta x = \lambda_0 / 10 \quad (4.14)$$

FDTD 알고리즘에서 전계와 자계의 값은 식(4.13)을 사용하여 갱신된다. 즉, 자계의 각 성분의 값을 계산한 뒤 컴퓨터 메모리에 저장하고 $\Delta t/2$ 시간 후에 전계의 각 성분의 값을 계산한다. 그리고, 과도현상이 사라질 때까지 위 과정을 반복하여 수행하게 된다.

그림 4.2는 3차원 Yee 알고리즘의 공간 격자를 나타낸 그림이다.

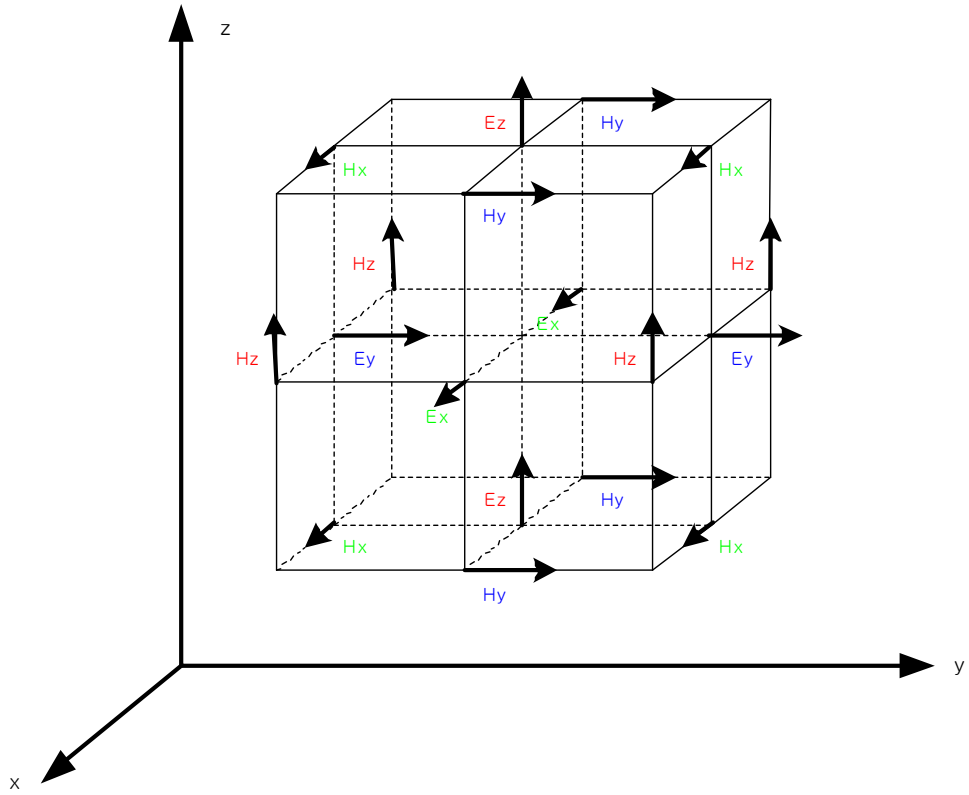


그림 4.2 Yee 격자의 단위 셀에 대한 필드 위치

Fig. 4.2 Positions of the field components about a unit cell of the Yee lattice.

4.1.3 1차원에서 흡수경계조건

흡수경계조건은 문제 영역으로 다시 반사되는 반사파가 전파중인 E 와 H 필드에 영향을 미치지않게 하기 위해 필요하다. 문제 영역을 무한히 확장한다면 이러한 문제는 발생하지 않겠지만, 영역의 확장은 컴퓨터의 해석에 있어 메모리와 계산 시간이라는 한계성 때문에 그리 유용한 방법이 되지 못한다. 이를 대신하기 위해 흡수경계조건을 사용하게 된다. FDTD 방법은 기본적으로 E 필드를 계산함에 있어, 주위의 H 값을 아는 것이 필요하다. 이때 문제 영역의 모서리에서의 필드들은 반사되어 안으로 되돌아 오지 않고 밖을 향해 진행되어야 한다.

예를 들어, $k=0$ 인 곳에서 경계 조건을 찾는다고 가정하자. 만약 파가 자유 공간에서 경계를 향해가고 있다면, 파는 빛의 속도 c_0 로 진행하게 된다. 그러므로 FDTD 알고리즘의 한 시간 스텝에서, 진행하는 거리는 다음이다.

$$distance = c_0 \cdot \Delta t = c_0 \cdot \frac{\Delta x}{2c_0} = \frac{\Delta x}{2}$$

위 식은 기본적으로 파가 한 셀을 지나갈 때 두 시간 스텝을 취한다는 것을 말한다. 그래서 상식적으로 만족할 만한 경계 조건은 다음 식이 될 것이다.

$$E_x^n(0) = E_x^{n-2}(1) \tag{4.15}$$

위 식은 간단히 프로그램 할 수 있다. 즉, 두 시간 스텝동안 $E_x(1)$ 의 값을 저장하고, 그 다음에 그것을 $E_x(0)$ 에 놓는다면 쉽게 만들어 질 수 있다.

본 논문에서는 제 5장에서 소개하게 될 동축관 측정 시스템을 사용하는 것과 같은 방법으로 시뮬레이션하고자 하였다. 해석 공간의 모델은 그림 4.3과 같다. 먼저 무손실 공간에서의 전파라 가정하며 일정 구간에서 흡수체의 파라미터값을 적용한 영역을 통과하여 완전 도체면에 도달 후 반사되어 다시 흡수체 영역을 통과한 전파의 반사계수를 계산하고 마지막으로 흡수능을 계산하는 방법을 사용한다. 그러므로 측정 대상물인 흡

수체가 있는 쪽에서는 흡수경계조건을 적용하지 않고 그와 반대로 반사가 일어나도록 프로그램 하였다.

본 연구에서 사용하고자 하는 문제 공간의 모델은 그림 4.3과 같다.

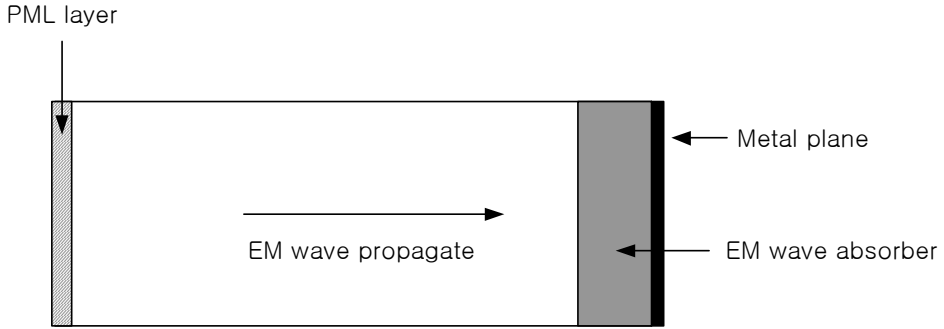


그림 4.3 흡수능 문제 공간의 모델

Fig. 4.3 Problem space model for absorption ability simulation.

4.1.4 유전체에서의 전파

자유 공간에 상응하는 값이 아닌 다른 유전율을 가진 매질을 시뮬레이션하기 위해, 비유전율 ϵ_r 을 맥스웰의 식에 추가해야 한다.

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} \nabla \times \mathbf{H} \quad (4.16a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} \quad (4.16b)$$

식 (4.3)과 식 (4.6)을 이용하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \tilde{E}_x(t)}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_r \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \frac{\partial H_y(t)}{\partial z}$$

$$\frac{\partial H_y(t)}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \frac{\partial \tilde{E}_x(t)}{\partial z}$$

그 다음 유한 차분 근사법을 행한다.

$$\frac{\tilde{E}_x^{n+1/2}(k) - \tilde{E}_x^{n-1/2}(k)}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon_r \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \cdot \frac{H_y^n(k-1/2) - H_y^n(k+1/2)}{\Delta x} \quad (4.17a)$$

$$\frac{H_y^{n+1}(k+1/2) - H_y^n(k+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\tilde{E}_x^{n+1/2}(k+1) - \tilde{E}_x^{n+1/2}(k)}{\Delta x} \quad (4.17b)$$

이전 절로부터

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{1}{2},$$

로 정규화 하였으므로, 식 (4.17)은 다음으로 된다.

$$\tilde{E}_x^{n+1/2}(k) = \tilde{E}_x^{n-1/2}(k) + \frac{1/2}{\varepsilon_r} [H_y^n(k-1/2) - H_y^n(k+1/2)] \quad (4.18a)$$

$$H_y^{n+1}(k+1/2) = H_y^n(k+1/2) - \frac{1}{2} [\tilde{E}_x^{n+1/2}(k+1) - \tilde{E}_x^{n+1/2}(k)] \quad (4.18b)$$

위의 식은 자유공간 또는 비유전율 ε_r 로 지정된 단일매질 내의 EM 전파를 시뮬레이션 하기 위한 식이다. 그렇지만, 도전율로 지정되는 손실항을 가진 많은 매질도 역시 존재한다. 이 손실항은 전파 에너지의 감쇠를 일으킨다.

맥스웰 방정식의 보다 일반적인 형태는 다음과 같다.

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{H} \quad (4.19a)$$

$$\mathbf{D}(\omega) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r^*(\omega) \cdot \mathbf{E}(\omega) \quad (4.19b)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} \quad (4.19c)$$

여기서 \mathbf{D} 는 전속밀도이다. 식 (4.19b)는 주파수 영역으로 작성되어 있다. 이제 다음 식을 사용하여 이 식들을 정규화한다.

$$\tilde{\mathbf{E}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot \mathbf{E} \quad (4.20a)$$

$$\tilde{\mathbf{D}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}} \cdot \mathbf{D} \quad (4.20b)$$

이들은 다음 식을 유도한다.

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{D}}}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \nabla \times \mathbf{H} \quad (4.21a)$$

$$\tilde{\mathbf{D}}(\omega) = \varepsilon_r^*(\omega) \cdot \tilde{\mathbf{E}}(\omega) \quad (4.21b)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \nabla \times \tilde{\mathbf{E}} \quad (4.21c)$$

이제 FDTD로 실행하기 위해 식 (4.21b)를 시간 영역 차분 방정식에 넣어야 한다. 첫 번째 일은 식 (4.21b)를 주파수 영역에서 시간 영역으로 되게 하는 것이다. 다음 형태의 손실 유전체를 다루고 있다고 가정하자.

$$\varepsilon_r^*(\omega) = \varepsilon_r + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon_0} \quad (4.22)$$

그리고 식 (4.22)를 (4.21b)에 대입하면, 다음이 된다.

$$\mathbf{D}(\omega) = \varepsilon_r \cdot \mathbf{E}(\omega) + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon_0} \mathbf{E}(\omega) \quad (4.23)$$

첫 항을 시간 영역으로 취하는 것은 단순한 곱셈이기 때문에 문제가 되지 않는다. 두 번째 항에서, 푸리에 이론에서 주파수 영역의 $1/j\omega$ 은 시간 영역에서 적분이므로, 식 (4.23)은 다음이 된다.

$$\mathbf{D}(t) = \varepsilon_r \cdot \mathbf{E}(t) + \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \int_0^t \mathbf{E}(t') \cdot dt'$$

표본화된 시간 영역이기를 원하므로, 적분은 시간 스텝 Δt 에 대한 합으로 근사화 할 수 있다.

$$D^n = \varepsilon_r \cdot E^n + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{i=0}^n E^i \quad (4.24)$$

E^n 와 D^n 는 시간 $t = n \cdot \Delta t$ 때의 값이다. 다시 식 (4.21b)를 보면, 값 D^n 을 계산하는 E^n 을 풀어야 한다는 것을 알 수 있다. 공교롭게도, E^n 은 식 (4.24)내의 급수 계산에서 필요한 값이다. 이를 해결하기 위해 급수의 나머지로 부터 E^n 항을 분리한다.

$$D^n = \varepsilon_r \cdot E^n + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} E^n + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{i=0}^{n-1} E^i$$

이제 다음 식으로부터 E^n 을 계산할 수 있다.

$$E^n = \frac{D^n - \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{i=0}^{n-1} E^i}{\varepsilon_r + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0}} \quad (4.25)$$

E 의 현재 값 E^n 은 D 의 현재 값과 E 의 이전 값으로부터 계산할 수 있다. 급수에 대해 새로운 파라미터를 정의한다.

$$I^n = \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{i=0}^n E^i$$

그러므로 식 (4.25)는 다음의 두 식으로 다시 공식화하면 다음과 같이 된다.

$$E^n = \frac{D^n - I^{n-1}}{\varepsilon_r + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0}} \quad (4.26a)$$

$$I^n = I^{n-1} + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} E^n \quad (4.26b)$$

급수는 식 (4.26b)에 의해 계산된다. 이것은, 매 시간 스텝 n 에서, E^n 과 상수항을 곱한 값을 $n-1$ 에서의 합의 이전 값에 단순히 더한 것이다.

4.1.5 주파수 의존 유전체 매질

대부분 매질의 유전율과 도전율은 갖가지 주파수에서 변화한다. 주파수 의존 매질을 시뮬레이션하기 위해, 이것을 해석하기 위한 방법이 필요하게 된다. 이러한 물질은 다음 공식에 의해 적절하게 표현될 수 있다 [25].

$$\varepsilon_r^*(\omega) = \varepsilon_r + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon_0} + \frac{X_1}{1 + j\omega t_0} \quad (4.27)$$

이것은 Debye 식이라 부른다. 이 공식에는, 유전율 ε_r 과 도전율 σ 가 있지만, 주파수 의존항도 역시 존재한다.

FDTD로 이 매질을 시뮬레이션하기 위해서는 식 (4.27)을 표본화된 시간 영역에 놓아야 한다. 마지막 항에 E 필드를 곱하여 다음으로 정의하자.

$$S(\omega) = \frac{X_1}{1 + j\omega t_0} E(\omega) \quad (4.28)$$

Debye 항의 역 푸리에 변환은 $(X_1/t_0)e^{-(t/t_0)}u(t)$ 이며, 여기서 $u(t)$ 는 Heavyside 함수이고, $t < 0$ 에서 0이고 그 이후는 1이다. (이는 컴퓨터 프로그램의 필드 값을 0으로 초기화하기 때문이다.) 주파수 영역에서 식 (4.28)은 시간 영역에서 컨볼루션이 된다.

$$S(t) = \frac{X_1}{t_0} \int_0^t e^{-(t'-t)/t_0} E(t') \cdot dt'$$

이제 이것을 표본화된 시간 영역에서 합으로 근사시킨다.

$$S^n = X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} \sum_{i=0}^n e^{-\Delta t(n-i)/t_0} \cdot E^i = X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} \left(E^n + \sum_{i=0}^{n-1} e^{-\Delta t(n-i)/t_0} \cdot E^i \right) \quad (4.29)$$

이때,

$$S^{n-1} = X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} \sum_{i=0}^{n-1} e^{-\Delta t(n-1-i)/t_0} \cdot E^i = X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} e^{\Delta t/t_0} \sum_{i=0}^{n-1} e^{-\Delta t(n-i)/t_0} \cdot E^i$$

이므로, 이 값을 식 (4.29)에 대입하면 다음이 된다.

$$S^n = X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} \cdot E^n + e^{-\Delta t/t_0} S^{n-1} \quad (4.30)$$

손실체를 취급한 것과 유사한 방법으로, 다음으로 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} D^n &= \varepsilon_r \cdot E^n + I^n + S^n \\ &= \varepsilon_r \cdot E^n + \left[\frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \cdot E^n + I^{n-1} \right] + \left[X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} \cdot E^n + e^{-t/t_0} \cdot S^{n-1} \right] \end{aligned} \quad (4.31)$$

그리고 E^n 에 대해 풀면

$$E^n = \frac{D^n - I^{n-1} - e^{-\Delta t/t_0} S^{n-1}}{\varepsilon_r + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} + X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0}} \quad (4.32a)$$

$$I^n = I^{n-1} + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \cdot E^n \quad (4.32b)$$

$$S^n = e^{-\Delta t/t_0} S^{n-1} + X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} \cdot E^n \quad (4.32c)$$

와 같이 된다.

4.1.6 주파수 의존 자성 매질

이제 페라이트와 같은 자성 손실체에 대한 해석을 한다. 이에 대한 해석을 위해 다음과 같이 맥스웰 방정식의 보다 일반적인 형태를 사용한다.

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{H} \quad (4.33a)$$

$$\mathbf{D}(\omega) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r^*(\omega) \cdot \mathbf{E}(\omega) \quad (4.33b)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (4.33c)$$

$$\mathbf{B}(\omega) = \mu_0 \cdot \mu^*(\omega) \cdot \mathbf{H}(\omega) \quad (4.33d)$$

여기서 \mathbf{B} 는 자속밀도이다. 전계와 전속밀도에 대한 항은 이미 이전 절에서 해석하였으므로, 여기서는 자속과 자계에 대한 해석을 수행한다. 식 (4.33d)는 주파수 영역으로 작성되어 있다. 이제 다음 식을 사용하여 식 (4.33c)와 (4.33d)를 정규화한다.

$$\tilde{\mathbf{H}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \mathbf{H} \quad (4.34a)$$

$$\tilde{\mathbf{B}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} \cdot \mathbf{B} \quad (4.34b)$$

이들은 다음 식을 유도한다.

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{D}}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \tilde{\mathbf{H}} \quad (4.35a)$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon_0} \nabla \times \tilde{\mathbf{E}} \quad (4.35b)$$

$$\tilde{\mathbf{B}}(\omega) = \mu^*(\omega) \cdot \tilde{\mathbf{H}}(\omega) \quad (4.35c)$$

이제 FDTD로 실행하기 위해 식 (4.35c)를 시간 영역 차분 방정식에 넣어야 한다. 첫 번째 일은 식 (4.35c)를 주파수 영역에서 시간 영역으로 되게 하는 것이다.

본 논문에서 사용하는 흡수체의 재료는 페라이트로서 직류 바이어스를 가하면 물질의 자기적 성질(자기쌍극자 모멘트 발생)에 의해 비균질성이 된다. 비균질성은 그 투자율이 텐서 형태로 표시 가능하다. z 방향의 직류 바이어스를 가하였을 때 페라이트의 투자율은

$$\mu^*(\omega) = \mu_0 \mu_{ij} = \mu_0 \begin{bmatrix} 1 + X_m(\omega) & -jK(\omega) & 0 \\ jK(\omega) & 1 + X_m(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

로 나타낼 수 있으며, 1차원 FDTD를 위해 위 식을 이용하여 식 (4.33d)

를 나타내면,

$$B_x(\omega) = \mu_0(1 + X_m(\omega))H_x(\omega) - jK(\omega)\mu_0 H_y(\omega)$$

$$B_y(\omega) = \mu_0(1 + X_m(\omega))H_y(\omega) + jK(\omega)\mu_0 H_x(\omega)$$

$$B_z(\omega) = \mu_0 H_z$$

로 표현할 수 있다.

페라이트와 같이 투자율이 각각의 주파수에서 변화하는 경우인 주파수의존 매질을 시뮬레이션하기 위해 Naito에 의한 주파수 분산 특성공식에 다음 공식을 사용한다.

$$\mu_r^*(\omega) = 1 + \frac{K_r}{1 + j\frac{\omega}{\omega_r}} + \frac{K_m \cdot \omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + j2\delta_\rho} \quad (4.36)$$

여기서, K_r 은 페라이트의 스핀 회전운동에 관계하는 초기 비투자율, ω_r 은 스핀 공명주파수, K_m 은 자벽의 운동에 관계하는 초기 비투자율이며, γ 가 댐핑 계수일 때 $\delta_\rho = \gamma \cdot \pi$ 이다.

위 식에서 오른쪽 변의 두 번째 항은 완화항을 나타내고 세 번째 항은 공명항을 나타내는 식이다.

식 (4.36)을 (4.35c)에 대입하면, 다음이 된다.

$$\tilde{\mathbf{B}}(\omega) = \tilde{\mathbf{H}}(\omega) + \frac{K_r}{1 + j\frac{\omega}{\omega_r}} \tilde{\mathbf{H}}(\omega) + \frac{K_m \cdot \omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + j2\delta_\rho} \tilde{\mathbf{H}}(\omega) \quad (4.37)$$

완화항은 식 (4.38)로 공명항은 식 (4.39)로 정의한다. 기술의 편의성을 위해 ~마크는 생략한다.

$$\mathcal{S}(\omega) = \frac{K_r}{1 + j\frac{\omega}{\omega_r}} H(\omega) \quad (4.38)$$

$$\mathcal{T}(\omega) = \frac{K_m \cdot \omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + j2\delta_\rho} H(\omega) \quad (4.39)$$

먼저 식 (4.38)을 아래와 같이 유도한다.

$$\omega_r \cdot S(\omega) + j\omega \cdot S(\omega) = K_r \cdot \omega_r \cdot H(\omega)$$

이것을 유한 차분 근사법으로 해석하면,

$$\omega \cdot S^{n-1} + \frac{S^n - S^{n-2}}{2\Delta t} = K_r \cdot \omega_r \cdot H^{n-1}$$

과 같이 되고, S^n 에 대해 정리하면

$$S^n = -\omega_r \cdot 2\Delta t \cdot S^{n-1} + S^{n-2} + K_r \cdot \omega_r \cdot 2\Delta t \cdot H^{n-1} \quad (4.40)$$

이 된다.

다음으로 식 (4.39)를 유도한다.

$$\omega_r^2 \cdot T(\omega) - \omega^2 \cdot T(\omega) + j2\delta_\rho \omega \cdot T(\omega) = K_m \cdot \omega_r^2 \cdot H(\omega)$$

이것을 유한 차분 근사법으로 해석하면,

$$\omega_r^2 \cdot T^{n-1} + 2\delta_\rho \frac{T^n - T^{n-2}}{2\Delta t} + \frac{T^n - 2T^{n-1} + T^{n-2}}{\Delta t^2} = K_m \cdot \omega_r^2 \cdot H^{n-1}$$

과 같이 되고, T^n 에 대해 정리하면

$$T^n = \frac{2 - \omega_r^2 \cdot \Delta t^2}{\delta_\rho \cdot \Delta t + 1} T^{n-1} + \frac{\delta_\rho \cdot \Delta t - 1}{\delta_\rho \cdot \Delta t + 1} T^{n-2} + \frac{K_m \cdot \omega_r^2 \cdot \Delta t^2}{\delta_\rho \cdot \Delta t + 1} H^{n-1} \quad (4.41)$$

이 된다.

식 (4.40)과 식 (4.41)을 식 (4.37)에 대입하여 정리하면,

$$H^n = B^n - S^n - T^n \quad (4.42)$$

이 되어, 자속에 의해 자계를 구하는 식으로 정의할 수 있다.

4.1.7 입사파의 결정

(1) Gaussian Pulse

FDTD 법을 이용한 해석법에서, 그 해석 모델이 안테나나 전송로의 주파수 특성을 해석하는 경우에는 Gaussian Pulse를 이용하는 것이 좋다. 그림 4.4는 셀 100번에서 발생한 Gaussian Pulse가 양쪽으로 나뉘어 진행하는 모습이다.

(2) Gaussian Derivative Pulse

도전성이 없는 경우의 시뮬레이션에서, Gaussian Pulse는 반사된 펄스에서 긴 꼬리와 같은 현상을 일으킨다. 이것은 저주파수대에서 FDTD 계산 결과의 정확성을 감소시킨다. 이 문제를 해결하기 위해 Gaussian Pulse 대신 Gaussian Derivative Pulse를 사용한다[29]. 이 펄스는 DC 성분(0 주파수)의 에너지를 가지지 않기 때문이다. 흡수체의 계산도 30 MHz 이상의 영역에서 실시되므로 본 논문에서는 이 펄스를 입사파로 사용한다.

그림 4.5는 셀 100번에서 발생한 Gaussian Derivative Pulse가 양쪽으로 나뉘어 진행하는 모습이다. 본 논문에서 해석하는 흡수체는 문제 영역의 왼쪽에 놓이게 되므로, 왼쪽으로 진행하는 파는 흡수체를 투과한 후 왼쪽 모서리의 금속벽에 부딪치고 다시 반사하는 출력파가 되고, 오른쪽으로 진행하는 파는 반사계수를 계산할 때 입력파로 간주하게 된다.

4.2 주파수 의존매질을 위한 1차원 FDTD의 검증

주파수 의존매질에 대해 1차원 FDTD를 사용하는 경우에 대한 검증을 실시하였다. 1차원의 경우 3차원 형상을 가진 물체에 대한 해석은 무리이므로, 단순히 1차원 두께만을 가지는 페라이트 타일 흡수체에 대해 실시하여 그 해석의 정확성을 확인한다. 대상으로 한 페라이트 타일형 흡수체의 파라미터와 FDTD 해석에 필요한 파라미터는 각각 표 4.1, 표 4.2와 같다.

표 4.1 타일형 페라이트 흡수체의 파라미터

Table. 4.1 Parameters of the Tile type Ferrite Absorber.

두께	ϵ_r	K_r	f_r
6.8 mm	14	2500	2.5 MHz

표 4.2 FDTD 시뮬레이션을 위한 파라미터

Table. 4.2 Parameters for FDTD simulation.

Cell 수	Cell 크기	시간 스텝	스텝 횟수
4000	0.1 mm	0.1 mm/(2 · C)	8000

* 여기서 C는 광속을 나타낸다.

사용된 페라이트 재료가 가지는 유전율을 먼저 주파수 상에서 계산하면, 그림 4.6에서 보는 바와 같이 허수부는 모든 주파수 범위에서 거의 0이며, 실수부 14만 남게된다. 그러므로 시뮬레이션 상에서 유전율은 복소수가 아닌 실수값 14가 사용된다.

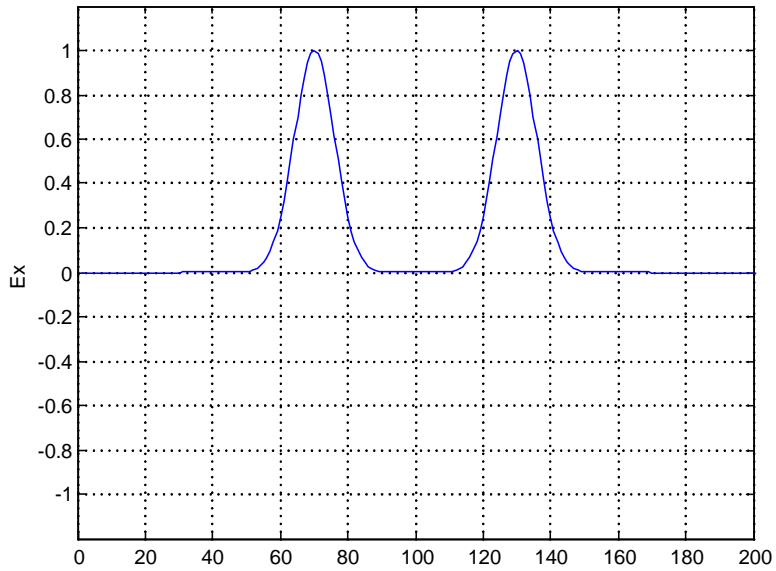


그림 4.4 가우시안 펄스
 Fig. 4.4 Gaussian pulse

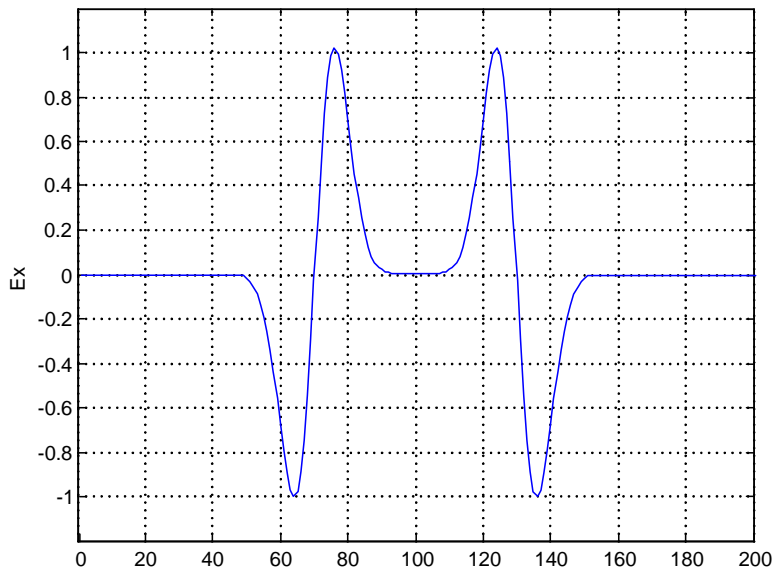


그림 4.5 가우시안 Derivative 펄스
 Fig. 4.5 Gaussian derivative pulse

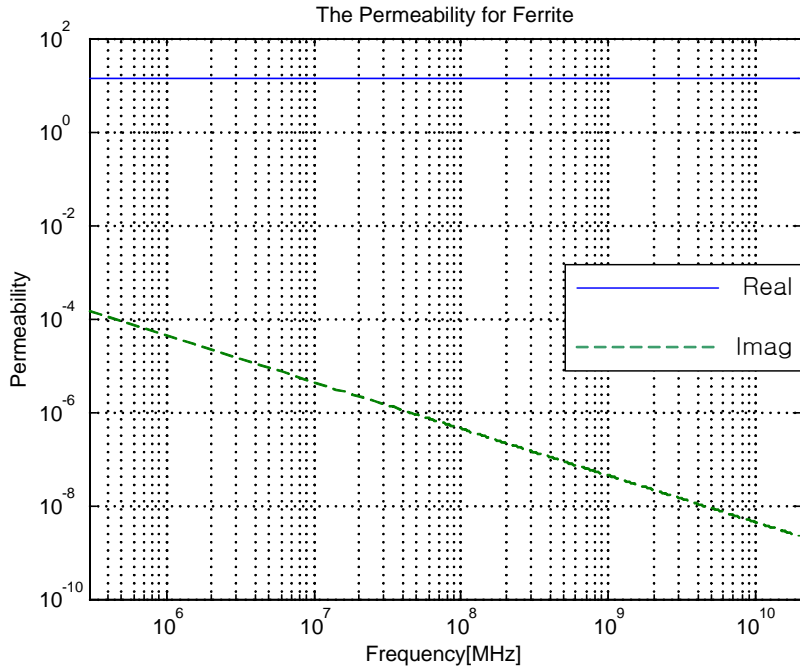


그림 4.6 페라이트 재료의 복소 유전율
Fig. 4.6 Complex permittivity of ferrite material

따라서, 식 (4.21)은 복잡한 과정이 필요없이

$$D^n = \varepsilon_r \cdot E^n \quad (4.43)$$

$$E^n = \frac{D^n}{\varepsilon_r} \quad (4.44)$$

만므로 전계값을 구할 수 있다.

또한 식 (4.38)에서 S 는 완화항에 관련된 식이며, \mathcal{I} 는 공명항에 관련된 식을 나타내는데, 본 논문에서 흡수체 제작을 위해 사용된 페라이트의 경우 $f \gg 3f_r$ 로 되어, 이 주파수대에서는 공명항을 무시할 수 있으므로 식 (4.38)의 경우는

$$H^n = B^n - S^n \quad (4.45)$$

로 사용하여도 상관없다.

그림 4.7은 해석을 위한 문제 영역에 흡수체를 놓은 해석도이다. 입사파는 페라이트 타일 흡수체의 표면에서 일정량 반사하고 나머지는 투과하면서 서서히 감소하고 오른쪽 측면 금속판에 부딪친 후 다시 전반사 후 흡수체를 빠져나오게 되며, 표면에서 반사된 파와 금속판에서 반사되어 나온 파 전체를 출력파로 하여, 그 값을 FFT를 통해 주파수 영역으로 변환한 후 반사계수값을 구하여 흡수능을 해석하였다.

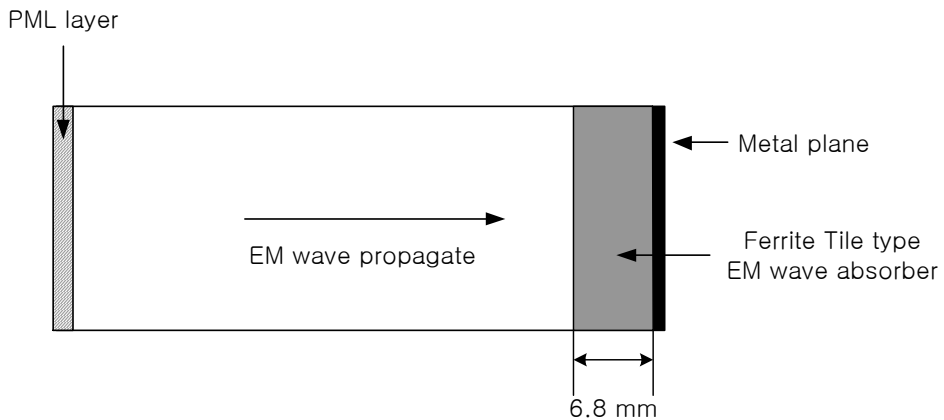


그림 4.7 페라이트 타일형 전파흡수체 해석을 위한 1차원 문제 영역
 Fig. 4.7 Problem space model for absorption ability simulation of ferrite Tile type EM wave absorber.

그림 4.8은 페라이트 타일형 전파흡수체의 흡수능과 FDTD에 의한 결과치를 비교한 그림이다. 그림에서 볼 수 있듯이, 거의 일치함을 알 수 있다. 이로 인해 수식적인 해법에 오류가 없음을 증명할 수 있다.

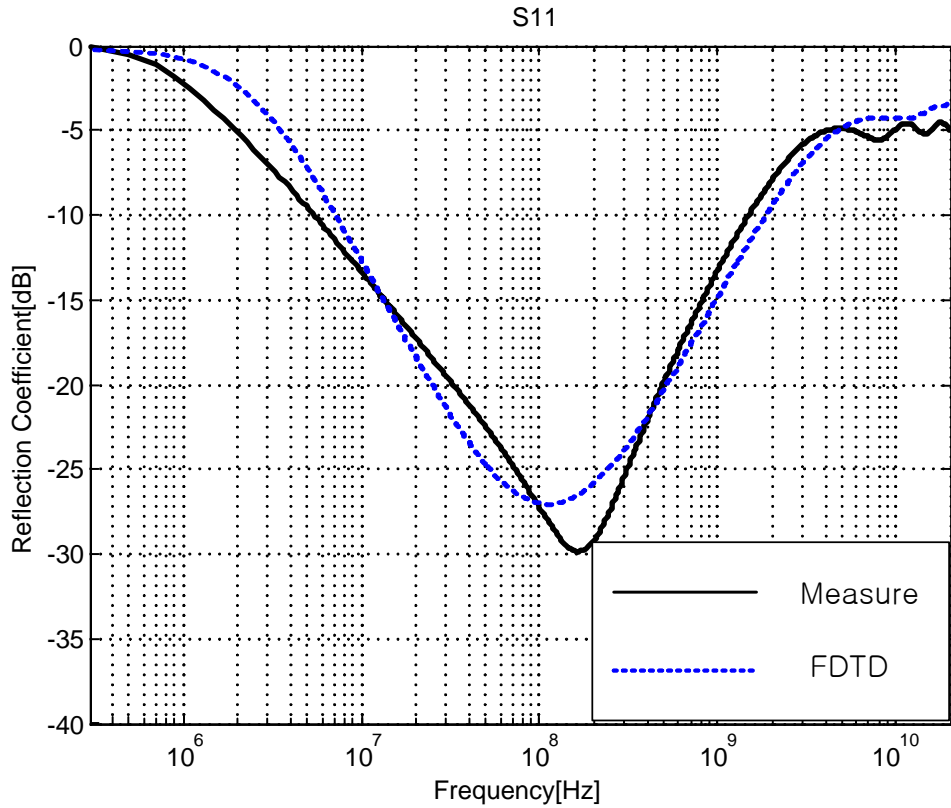


그림 4.8 페라이트 타일형 전파흡수체의 흡수능과 FDTD 시뮬레이션 값의 비교

Fig. 4.8 Comparison of the results between the measured values and the FDTD simulation values.

4.3 등가재료를 이용한 FDTD 방법

입체 구조를 가진 전파 흡수체를 해석하기 위해서는 3차원 FDTD 방법을 사용하여야 가능하다. 그러나 2차원 이상에서 현재 Personal Computer로는 그 계산에 한계를 보인다. 다시 말해서, 측정 대상물의 크기로 인한 FDTD 해석 영역 확장과 반사 기법을 사용하기 위한 타임 스텝의 증가, 그리고 한 함수의 해석을 위해 다시 많은 부분 함수들을 도입해야 하므로 PC를 사용한 정확한 결과물의 출력은 상당한 무리임을 알 수 있었다.

이에 본 논문에서는 3차원 구조 형상을 가진 전파 흡수체를 등가적인 재료정수를 가진 Plate 구조로 변경, 1차원 구조화한 후 이를 대상으로 1차원 FDTD법을 이용하여 비자성재료로 제작된 전파 흡수체의 흡수특성을 해석하고자 한다.

4.3.1 등가 유전율을 적용한 전계 방정식

먼저 재료와 공기가 혼재된 경우에서 등가 유전율을 구한다. 그림 4.9는 재료와 공기가 혼재된 한 층의 경우를 나타내고 있다. 등가재료정수법으로 등가유전율을 구한다.

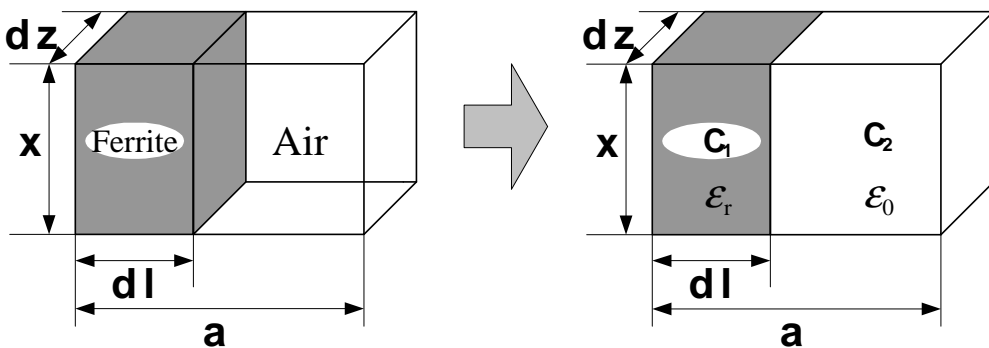


그림 4.9 등가 캐패시턴스 모델

Fig. 4.9 Equivalent capacitance model.

$$C_1 = \frac{x \cdot dz}{dl} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$$

$$C_2 = \frac{x \cdot dz}{a - dl} \cdot \epsilon_0$$

$$C_T = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} = \frac{dz \cdot x \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r}{dl \cdot (a - dl)}$$

$$\epsilon_{eq} = \frac{x \cdot \epsilon_r}{dl \cdot (a - dl)} \quad (4.46)$$

가 되며, 구해진 등가 유전율 식 (4.46)을 식 (4.44)에 적용하여 전체의 값을 구한다.

4.3.2 등가 투자율을 적용한 자계 방정식

이제 재료와 공기가 혼재된 경우에서 등가 투자율을 위한 함수를 만든다. 그림 4.10은 재료와 공기가 혼재된 한 층의 경우를 나타내고 있다. 등가재료정수법으로 등가투자율을 구한다.

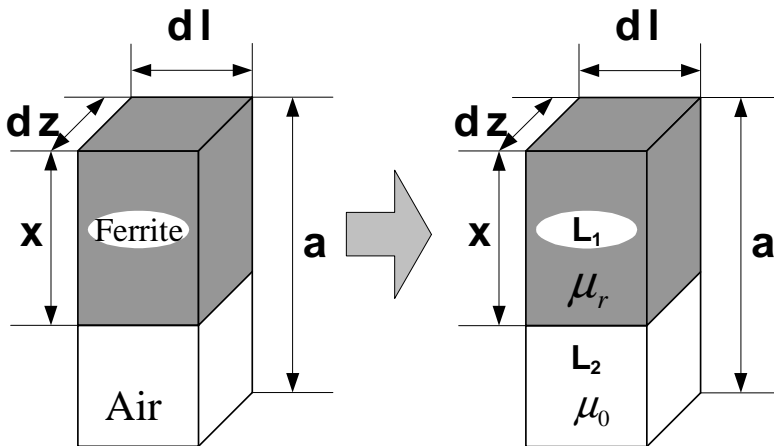


그림 4.10 등가 인덕턴스 모델
Fig. 4.10 Equivalent inductance model.

$$L_1 = \frac{dz \cdot dl}{x} \cdot \mu_0 \cdot \mu_r$$

$$L_2 = \frac{dz \cdot dl}{a-x} \cdot \mu_0$$

$$L_T = \frac{L_1 \cdot L_2}{L_1 + L_2} = \frac{dl \cdot dz \cdot \mu_0 \cdot \mu_a}{x + (a-x) \cdot \mu_a}$$

$$\mu_{eq} = \frac{dl \cdot \mu_a}{x + (a-x) \cdot \mu_a}$$

여기서 $\mu_a = 1 + \mu_r$ 이고, $\mu_r = \frac{K_r}{1 + j\frac{\omega}{\omega_r}}$ 이다.

다시 정리하면,

$$\begin{aligned} \mu_{eq} &= \frac{dl \cdot \omega_r + dl \cdot j\omega}{a \cdot \omega_r + a \cdot j\omega + (a-x)K_r \cdot \omega_r} \\ &+ \frac{dl \cdot \omega_r + dl \cdot j\omega}{a \cdot \omega_r + a \cdot j\omega + (a-x)K_r \cdot \omega_r} \cdot \frac{K_r \cdot \omega_r}{\omega_r + j\omega} \end{aligned} \quad (4.47)$$

이 된다.

식 (4.47)을 (4.32c)에 대입하면, 다음이 된다.

$$\begin{aligned} B(\omega) &= \frac{dl \cdot \omega_r + dl \cdot j\omega}{a \cdot \omega_r + a \cdot j\omega + (a-x)K_r \cdot \omega_r} \cdot H(\omega) + \\ &+ \frac{dl \cdot \omega_r + dl \cdot j\omega}{a \cdot \omega_r + a \cdot j\omega + (a-x)K_r \cdot \omega_r} \cdot \frac{K_r \cdot \omega_r}{\omega_r + j\omega} \cdot H(\omega) \\ H(\omega) &= \frac{a \cdot \omega_r + a \cdot j\omega + (a-x)K_r \cdot \omega_r}{dl \cdot \omega_r + dl \cdot j\omega} \cdot B(\omega) \\ &- \frac{K_r \cdot \omega_r}{\omega_r + j\omega} \cdot H(\omega) \end{aligned} \quad (4.48)$$

우변의 첫 번째 항과 두 번째 항을 각각 $S(\omega)$ 와 $\mathcal{I}(\omega)$ 라 분리하여 식을 해석한다.

$$\mathcal{S}(\omega) = \frac{a \cdot \omega_r + a \cdot j\omega + (a-x)K_r \cdot \omega_r}{d \cdot \omega_r + d \cdot j\omega} \cdot \mathcal{B}(\omega) \quad (4.49)$$

$$\mathcal{T}(\omega) = \frac{K_r \cdot \omega_r}{\omega_r + j\omega} \cdot \mathcal{H}(\omega) \quad (4.50)$$

식 (4.49)를 먼저 전개해 보자.

$$\begin{aligned} \mathcal{S}(\omega) \cdot (d \omega_r + d \cdot j\omega) &= (a \cdot \omega_r + a \cdot j\omega + (a-x) \cdot K_r \cdot \omega_r) \cdot \mathcal{B}(\omega) \\ d \cdot \omega_r \cdot \mathcal{S}(\omega) + d \cdot j\omega \cdot \mathcal{S}(\omega) &= a \cdot \omega_r \mathcal{B}(\omega) + a \cdot j\omega \cdot \mathcal{B}(\omega) + (a-x)K_r \cdot \omega_r \cdot \mathcal{B}(\omega) \end{aligned}$$

이것을 유한 차분 근사법으로 해석하면,

$$\begin{aligned} d \cdot \omega_r \cdot S^{n-1} + d \cdot \frac{S^n - S^{n-2}}{2 \cdot \Delta t} &= a \cdot \omega_r B^{n-1} + a \cdot \frac{B^n - B^{n-2}}{2 \cdot \Delta t} \\ &\quad + (a-x)K_r \cdot \omega_r \cdot B^{n-1} \end{aligned}$$

가 된다.

다시 S^n 에 대해 정리하면,

$$\begin{aligned} S^n &= S^{n-2} - 2 \cdot \Delta t \cdot \omega_r S^{n-1} \\ &\quad + \frac{2 \cdot \Delta t \cdot (a \cdot \omega_r + (a-x) \cdot K_r \cdot \omega_r)}{d} \cdot B^{n-1} \\ &\quad + \frac{a}{d} B^n - \frac{a}{d} B^{n-2} \end{aligned} \quad (4.51)$$

라 정의하게 된다.

다음으로 식 (4.50)을 전개한다.

$$\mathcal{T}(\omega) = \frac{K_r \cdot \omega_r}{\omega_r + j\omega} \cdot \mathcal{H}(\omega)$$

$$\omega_r \cdot \mathcal{T}(\omega) + j\omega \cdot \mathcal{T}(\omega) = K_r \cdot \omega_r \cdot \mathcal{H}(\omega)$$

이것을 유한 차분 근사법으로 해석하면,

$$\omega_r \cdot T^{n-1} + \frac{T^n \cdot T^{n-2}}{2 \cdot \Delta t} = K_r \cdot \omega_r \cdot H^{n-1}$$

가 된다.

다시 T^n 에 대해 정리하면,

$$T^n = 2 \cdot \Delta t \cdot K_r \cdot \omega_r H^{n-1} - 2 \cdot \Delta t \cdot \omega_r T^{n-1} + T^{n-2} \quad (4.52)$$

라 정의하게 된다.

이제 정의된 S^n 과 T^n 을 식 (4.48)에 대입하고 정리하면,

$$H^n = S^n - T^n \quad (4.53)$$

으로 정의되며, 자계의 값을 구할 수 있다.

4.4 Hemisphere 타입 전파 흡수체 해석

이제 4.3절에서 구해진 식을 이용하여 입체 구조를 가진 전파 흡수체를 해석한다. 식 (4.46)은 한 층내에서 다시 한 개의 합성 용량이므로, 한 층내의 모든 값을 더하면, 층에 대한 등가 유전율을 구할 수 있다. 이는 프로그램으로 쉽게 적용가능하며, 구해진 등가 유전율을 식 (4.44)에 적용하고, 전계값을 구하게 된다. 식 (4.53)은 한 층내에서 다시 한 개의 자계 값이므로, 한 층내의 모든 값을 더하면, 층 전체에 대한 자계의 값을 구할 수 있다. 이 역시 프로그램 상에서 반복문에 의해 코딩되어 구할 수 있다.

그림 4.11은 해석을 위한 문제 영역에 Hemisphere 타입 전파흡수체를 놓은 해석도이다. 입력으로는 Gaussian Derivative Pulse를 사용하며, 흡수체의 표면에서 일정량 반사하고 나머지는 투과하면서 서서히 감소하고 오른쪽 측면 금속판에 부딪친 후 다시 전반사 후 흡수체를 빠져나오게 되며, 표면에서 반사된 파와 금속판에서 반사되어 나온 파 전체를 출력파로 하여, 그 값을 FFT를 통해 주파수 영역으로 변환한 후 반사계수값을 구하여 흡수능을 해석하였다.

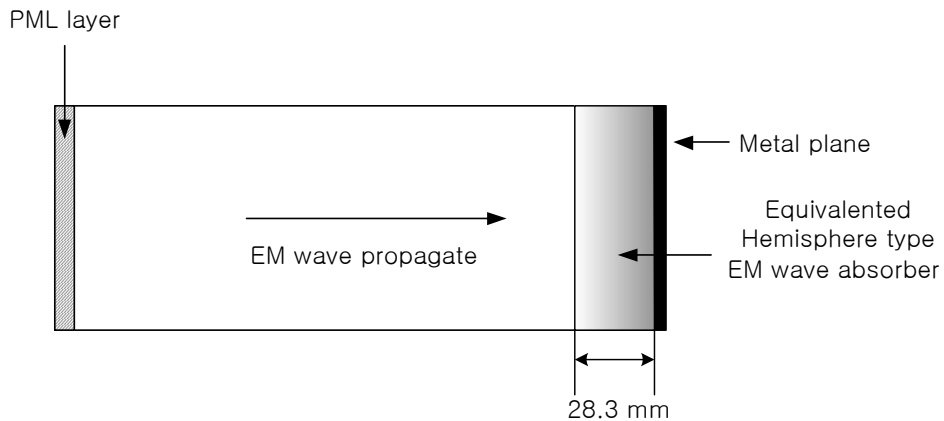


그림 4.11 Hemisphere 타입 페라이트 전파흡수체 해석을 위한 문제 영역
 Fig. 4.11 Problem space model for absorption ability simulation of Ferrite Hemisphere type EM wave absorber.

표 4.3 Hemisphere 타입 페라이트 흡수체의 파라미터

Table. 4.3 Parameters of the Hemisphere type EM wave absorber.

두께	ϵ_r	K_r	f_r
28.3 mm	14	2500	2.5 MHz

대상으로 한 Hemisphere 타입 전파 흡수체의 파라미터는 표 4.3과 같다. 표 4.4는 FDTD 해석을 위해 필요한 해석 파라미터를 나타낸 것이다.

표 4.4 FDTD 시뮬레이션을 위한 파라미터

Table. 4.4 Parameters for FDTD simulation.

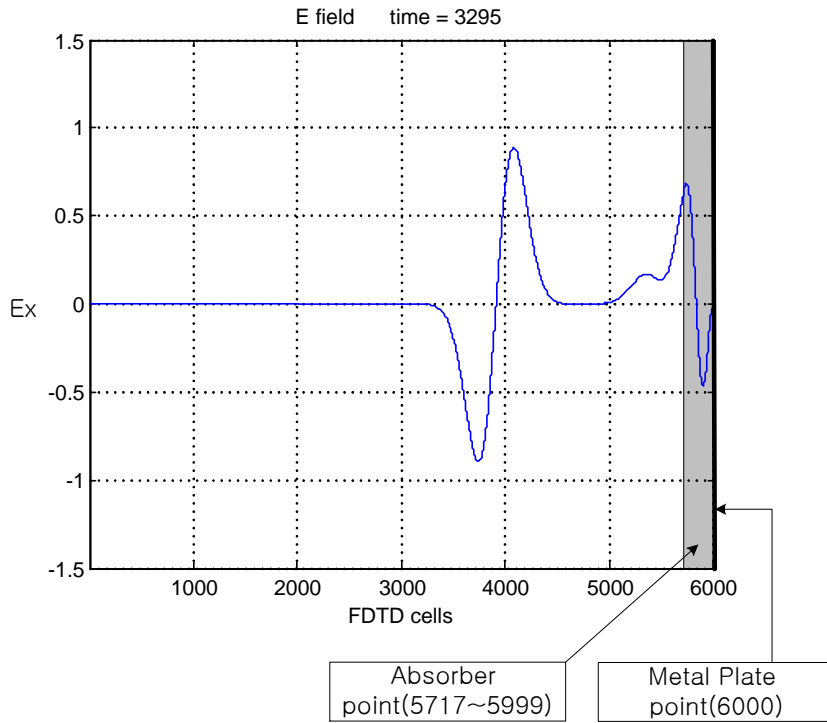
Cell 수	Cell 크기	시간 스텝	스텝 횟수
6000	0.1 mm	0.1 mm/(2 · C)	8000

* 여기서 C는 광속을 나타낸다.

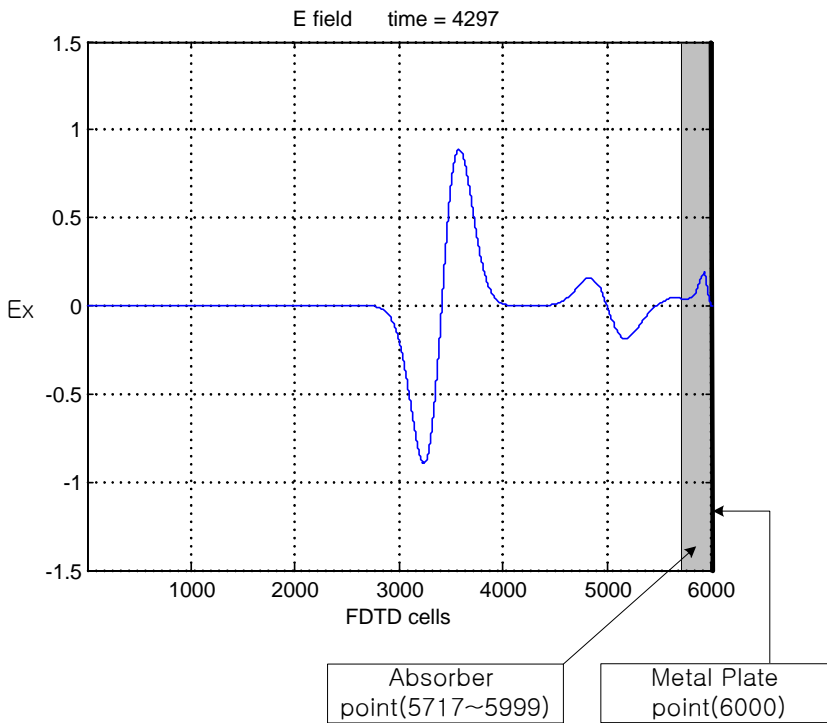
그림 4.12는 입사파가 전파하여 전파흡수체에서 반사파 투과를 일으키며 진행되는 과정을 나타낸 그림이다.

반사파가 완전히 흡수체를 벗어나면 입사파와 반사파를 입력과 출력으로 하여 각각 FFT를 수행하고, 전파 흡수능을 구한다.

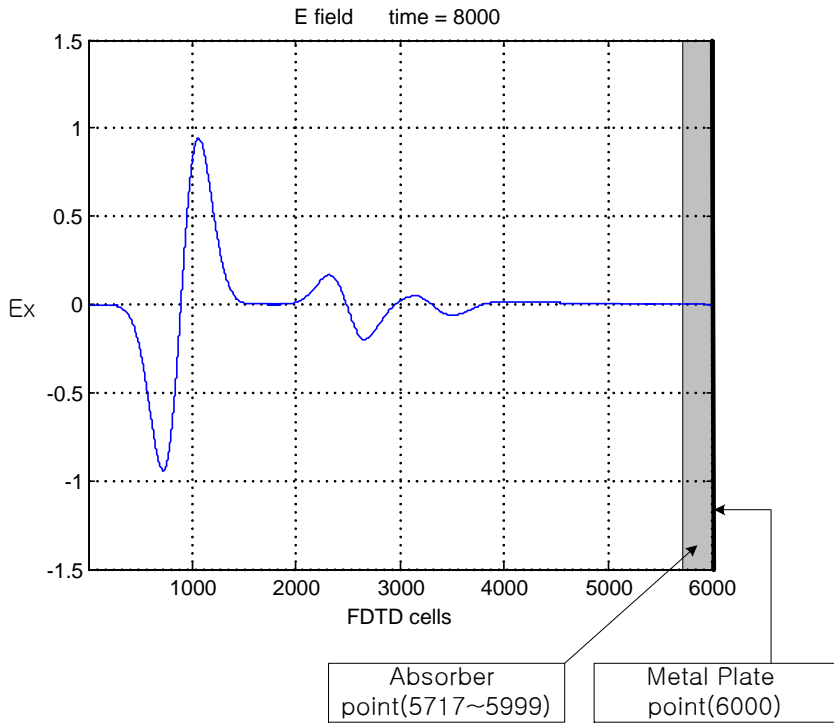
그림 4.13은 흡수능을 나타내고 있다.



(a) 시간 스텝 3295회 계산 후의 전개



(b) 시간 스텝 4297회 계산 후의 전개



(c) 시간 스텝 8000회 계산 후, 반사파가 완전히 흡수체를 벗어난 상태

그림 4.12 흡수체에 부딪치는 펄스의 시뮬레이션
 Fig. 4.12 Simulation of a pulse striking a absorber.

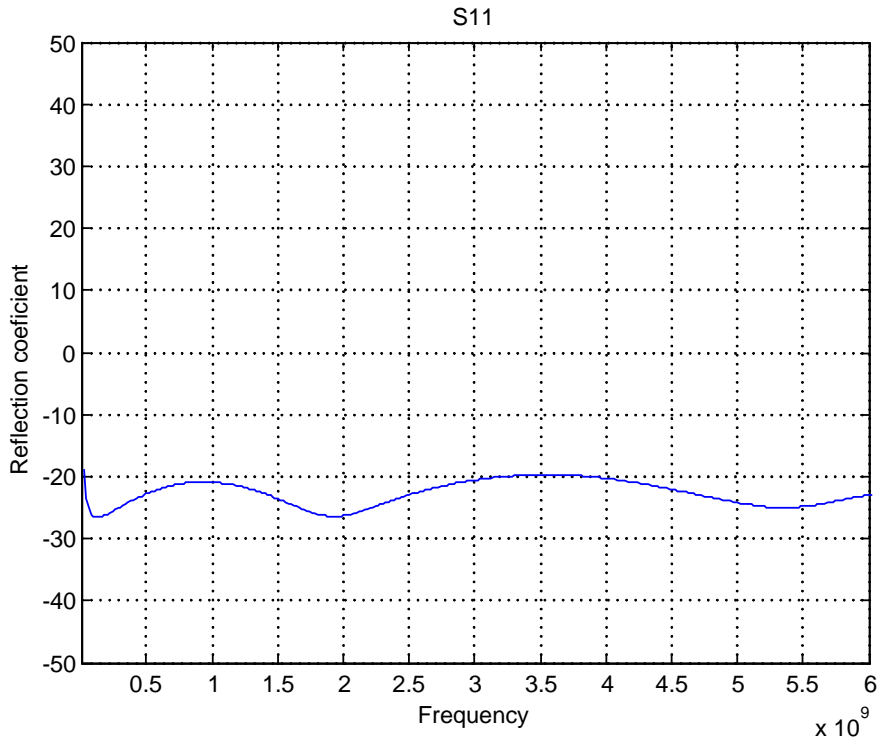


그림 4.13 시뮬레이션된 전파흡수체의 주파수 특성

Fig. 4.13 The frequency characteristics of the simulated wave absorber.

제 5 장 측정 및 결과

전파흡수체의 흡수능 측정에는 여러 가지 방법이 있으나 재료정수의 측정법으로 동축관 원리를 이용한 샘플홀더(sample holder)에 의한 측정 기법이 정확도면에서 우수하여 많이 사용되고 있다[26].

샘플홀더에 의한 측정원리는 동축관의 원리를 이용하여 동축선로의 길이 변화에 따른 개방·단락하는 경우를 각각 Network Analyzer로부터 측정하여 재료정수의 값을 계산해낸다.

그러나 샘플홀더에 의한 측정은 임의의 형상을 가지는 기하학적인 형태의 전파흡수체를 측정하기에는 어려움이 많다. 왜냐하면 동축선로의 내부도체와 외부도체사이의 전계 E 와 자계 H 의 분포를 만족하도록 전파흡수체의 형상을 제작하여야 하는데 이러한 원형형태를 만족시키기 위한 페라이트 전파흡수체의 제작은 공간적 형상을 가지므로 금형 제작에 어려움이 수반된다.

일반적인 동축선로는 원형형태로 사용되며 소전력의 경우 동축케이블을 사용하고, 방송의 경우는 VHF, UHF 채널의 대 전력에서 구리로 만들어진 동축관(Rigid Coaxial Tube)이 많이 사용되고 있다.

본 연구실에서는 구형(矩形)동축관 시스템을 이미 제작하여 사용하고 있으며, 본 논문에서도 이 시스템을 이용하여 제안하는 페라이트 전파흡수체를 측정하여 결과를 검토한다.

5.1 측정 시스템의 구성

5.1.1 동축관에 의한 전파흡수능 측정기법

전파흡수체에 대한 전파흡수능을 측정하는 방법에 대해 알아본다.

(1) 입력임피던스 또는 반사계수 측정법

반사계수 Γ 와 입력임피던스 Z_{in} 의 관계는 특성임피던스 Z_0 라면

$$\Gamma = S_{11} = \frac{Z_{in} - Z_0}{Z_{in} + Z_0} \quad (5.1)$$

으로 정의되므로 반사감쇠량 a 는

$$a = -20 \log |S_{11}| \quad [dB] \quad (5.2)$$

로 구할 수 있다.

CISPR는 허용반사계수를 30 MHz에서 18 GHz까지 대역에서 -20 dB를 요구하고 있다.

(2) 정재파비 측정법

전파흡수체 전방에서 전자파를 입사시키고 공간 또는 도파관내에 형성된 정재파비를 S 라 하면 반사감쇠량은

$$a = 20 \log \frac{S+1}{S-1} \quad [dB] \quad (5.3)$$

로 구할 수 있다.

즉, 공간에 놓인 전파흡수체의 전방에서 전자파를 입사시켰을 때 전방에 형성된 정재파를 적절한 안테나로 측정하여 반사감쇠량을 구하는 방법이다.

또한 도파관을 이용한 경우에는 정재파 측정기의 후단에 전파흡수체 및 단락판을 장착시키고 도파관 관내 정재파비 S 를 측정하면 반사감쇠량은 다음 식으로 구할 수 있다.

$$a = 20 \log \frac{1}{\Gamma} = 20 \log \frac{S+1}{S-1} \quad [dB] \quad (5.4)$$

여기서 각각 정재파의 최대 최소점의 전계의 크기를 E_{max} , E_{min} [V/m] 라면

$$S = \frac{E_{max}}{E_{min}} = \frac{1+\Gamma}{1-\Gamma} \quad (5.5)$$

이며 입사와 반사파의 전계 세기를 E_{in} , E_{ref} [V/m] 라면

$$|\Gamma| = \frac{E_{ref}}{E_{in}} \quad (5.6)$$

이 된다.

(3) 반사전력 측정법

지향성을 가지는 송수신 안테나를 그림 5.2 와 같이 적당한 각도로 배치하고 수신전력을 측정하여 반사감쇠량을 구하는 방법이다.

$$a = 10 \log \frac{P_1}{P_2} [dB] \quad (5.7)$$

여기서 P_1 은 전파흡수체가 없이 금속판만 있는 경우 수신기 전력이며 P_2 는 전파흡수체를 장착한 경우 수신기 전력이다.

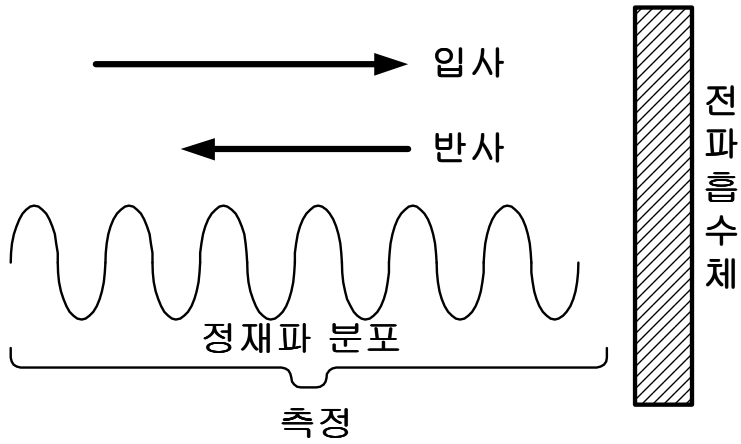


그림 5.1 정재파비 측정

Fig. 5.1 Measurement of standing wave ratio.

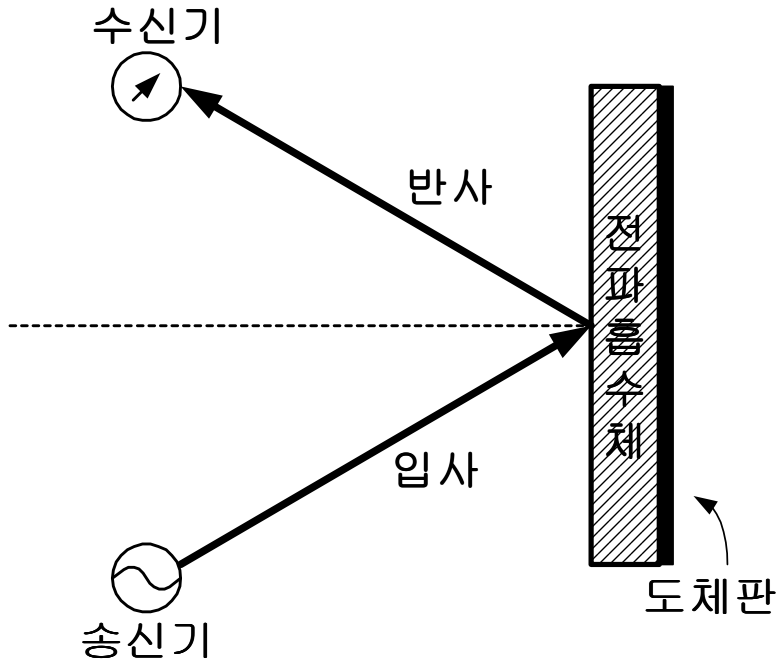


그림 5.2 반사전력 측정

Fig. 5.2 Measurement of reflector power.

5.1.2 테이퍼 구형 동축관 측정시스템의 구성과 측정

그림 5.3에 구형(矩形) 동축관을 이용한 원추절단형 페라이트 전파흡수체 흡수능 측정시스템의 구성을 보인다[7].

그림에서 (A)영역은 네트워크 아날라이저와 연결되는 동축 커넥터 부분으로 측정 커넥터의 직경을 13/8인치로 크게 하기 위하여 내부에서 테이퍼 선로를 가공하여 정확하게 50 Ω이 되도록 하였다. (B)영역은 13/8인치 동축관과 구형(矩形)동축관을 연결하면서 동시에 내부도체와 외부도체의 접속을 용이하게 하기 위하여 원형 동축관을 연장한 부분이다.

(C)영역은 원형 동축선로와 테이퍼 구형(矩形) 동축선로를 연결하는 부분으로 되도록 정임피던스를 유지하기 위하여 외부도체는 바로 구형(矩形)으로 하지만 내부도체의 초기 부분은 원통형으로하여 점진적으로 구형(矩形)형태로 테이퍼를 주었다. 또한 테이퍼 구형(矩形)동축선로는 내부도체의 외경과 외부도체의 내경의 비가 3 : 1 의 주어진 조건으로 한다. 이렇게 한 이유는 제작된 원추절단형 페라이트 전파흡수체의 크기가 가로×세로 100 mm의 정방형이므로 직경 비 3 : 1이면 내부도체는 100 ×100 mm, 외부도체는 300 ×300 mm로서 내부도체와 외부도체 사이에 페라이트 전파흡수체를 정방형 배치로 8개를 놓고 측정하는 것이 가능해지기 때문이다.

(D)영역은 Rectangular Type 동축관의 측정 패널로 전파흡수체가 놓이는 부분으로 측정하고자하는 전파흡수체와 이면의 메탈 플레이트는 접촉 손실이 없도록 Frange Type으로 하였고, 제작된 원추절단형 페라이트 전파흡수체의 두께를 고려하였다.

Hemisphere 타입 원추 절단형 페라이트 전파흡수체의 흡수능 측정은 네트워크 아날라이저를 이용하여 시간 영역에서 (D)영역의 전파흡수체 두께를 고려하여 게이트를 조정하므로써 시간영역에서 측정을 시행하였다.

(D)영역에서 전파흡수체 두께를 고려한 네트워크 아날라이저의 게이트 조정은 (D)영역을 제외한 기타 영역에서 불연속 부분에서 일어나기 쉬운 고차모드의 발생을 측정값에서 제외시킬 수 있을 것으로 사료된다. (C)영역의 불연속 구간에서의 임피던스 편차는 앞 절의 논의로부터 원형 동축선로에서의 임피던스 편차와 같은 불가피한 편차 역시 이러한 방법으로 해결 될 수 있다. 또한 (C)영역의 내부도체와 외부도체의 비는 정임피던스가 되도록 어느 점에서나 같은 기울기로 제작함으로써 이 부분에 대한 불연속 부분 역시 최소화시킬 수 있다.

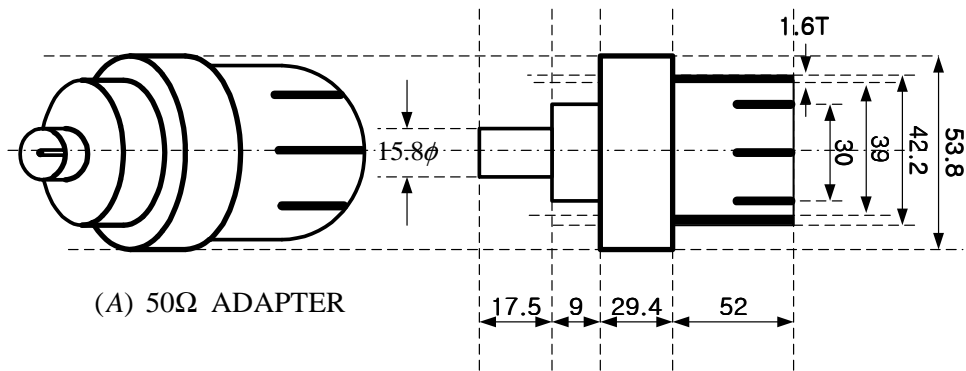
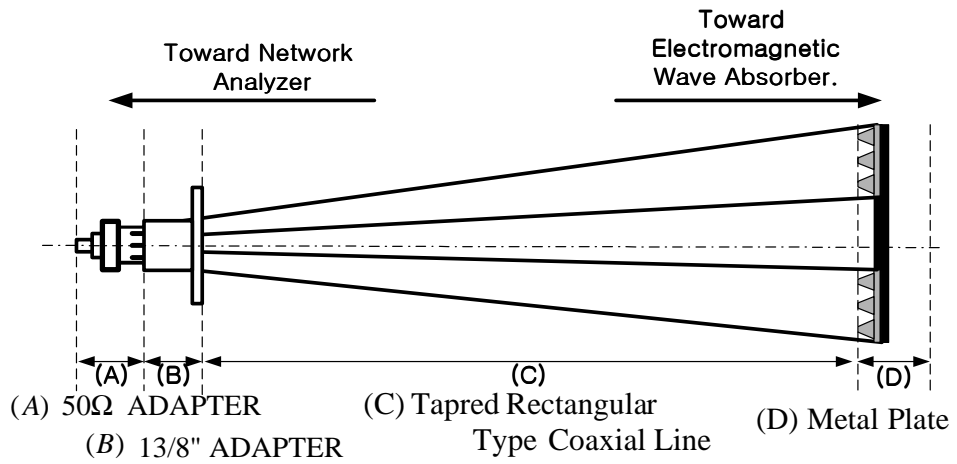


그림 5.3 측정설비의 계통도 및 50Ω 아답터

Fig. 5.3 Block diagram of measurement system and 50Ω adapter.

그림 5.4는 동축관 내부에 흡수체를 부착한 상태를 나타낸 투시도이며, 실제 흡수체가 부착되는 내부 도체의 사진은 그림 5.5에 나타나 있다. 흡수체를 금속판에 부착시킨 후 외부도체 안으로 삽입시키고, 아답터를 연결한 후 네트워크 아날라이저에 연결한다. 그림 5.8은 실험을 위해 모든 연결이 끝난 상태를 보여준다.

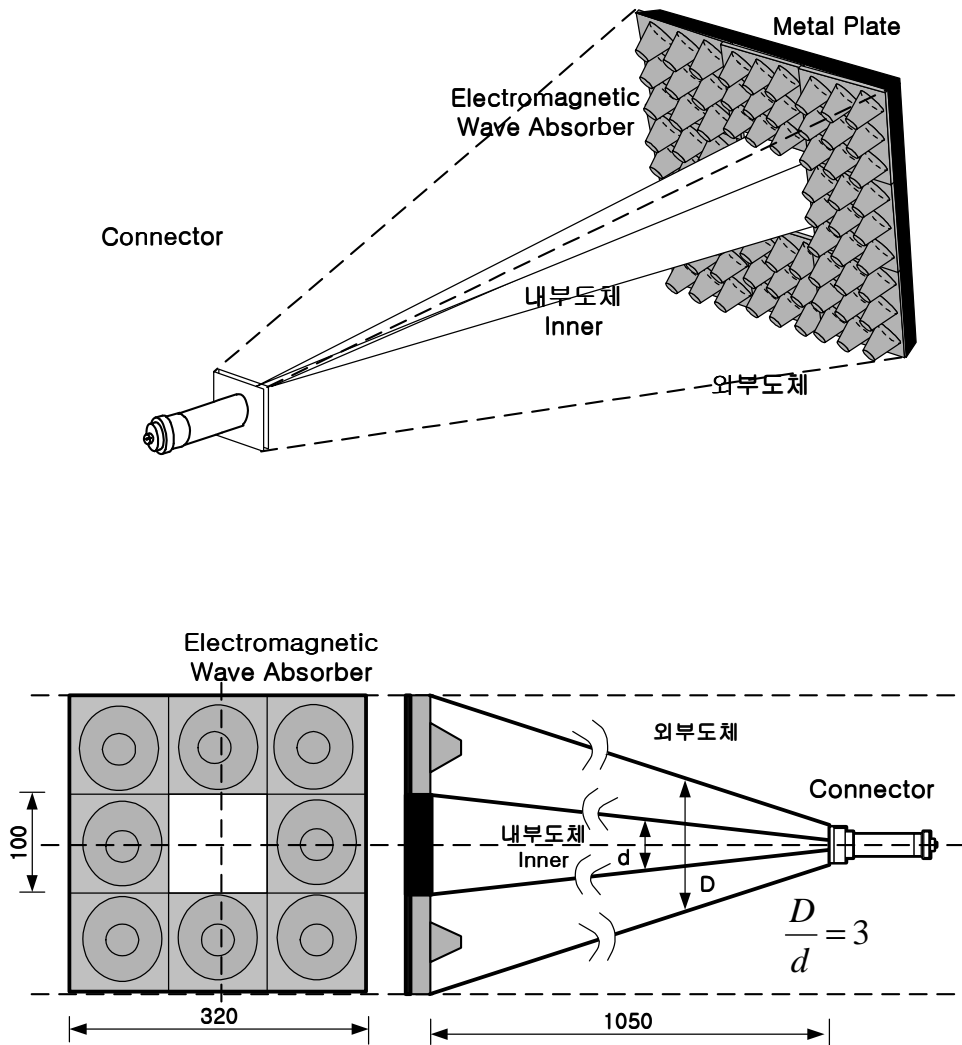
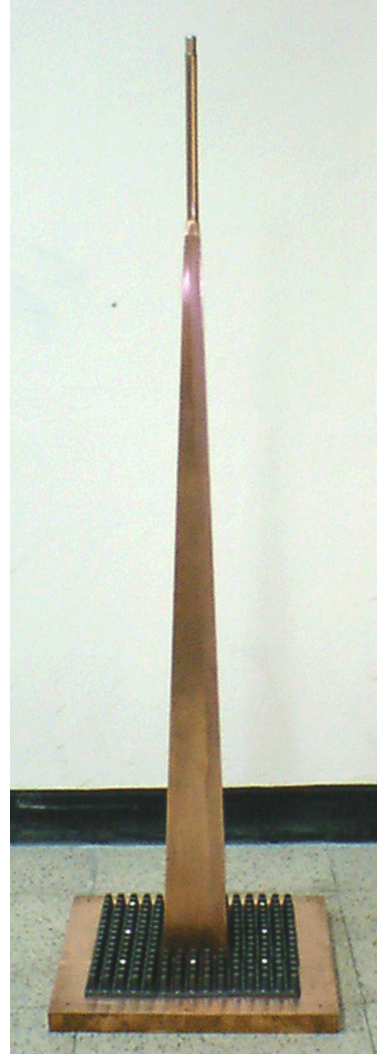


그림 5.4 측정시스템의 내부도체와 전파흡수체

Fig. 5.4 Drawings of fabricated coaxial inner of measuring system and electromagnetic wave absorbers.



(a) 전파흡수체가 없는 내부도체



(b) 전파흡수체가 부착된 내부도체

그림 5.5 완성된 구형 동축 측정시스템의 내부 도체

Fig. 5.5 Completed drawings of fabricated coaxial inner of rectangular coaxial type measuring system.

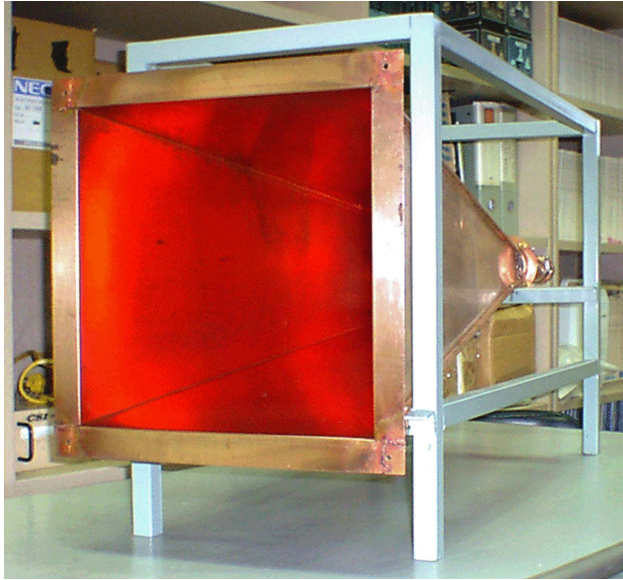


그림 5.6 완성된 구형 동축 측정시스템의 내부도체

Fig. 5.6 Completed drawings of fabricated coaxial inner of rectangular coaxial type measuring system.

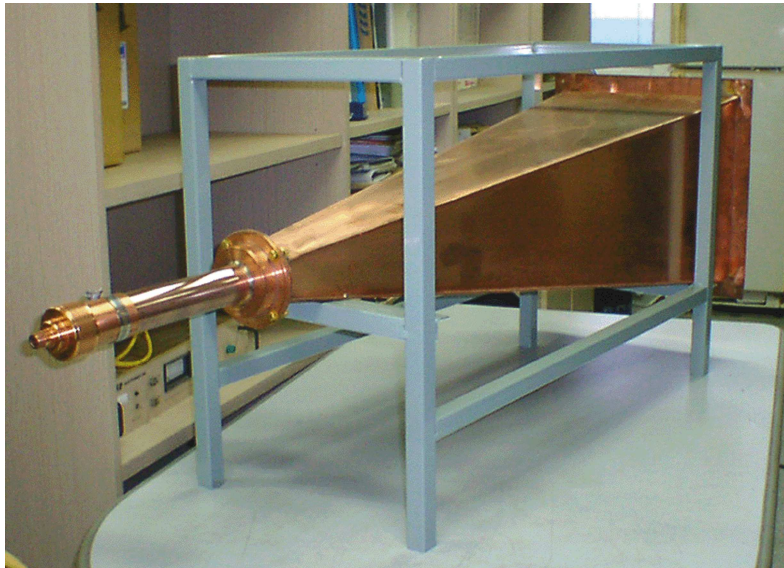


그림 5.7 완성된 구형 동축 측정시스템

Fig. 5.7 Completed drawings of fabricated coaxial line of rectangular coaxial type measuring system.



그림 5.8 실험 장비 설치 모습

Fig. 5.8 Experimental set-up.

동축관 측정시스템에서 불연속구간은 필연적으로 일어남을 예상하였으며, 실제 측정에서는 이 불연속 구간의 손실을 고려하여 시간영역에서 특성을 측정한 후 다시 주파수 영역으로 이동하여 데이터를 얻는 방법을 택하였다.

그림 5.9는 실측정된 전파흡수체의 흡수능 결과치이다[5]. 장비 여건상 6 GHz까지 수행되었으며, 전 대역에서 20 dB 이상의 성능을 나타내고 있음을 보여준다.

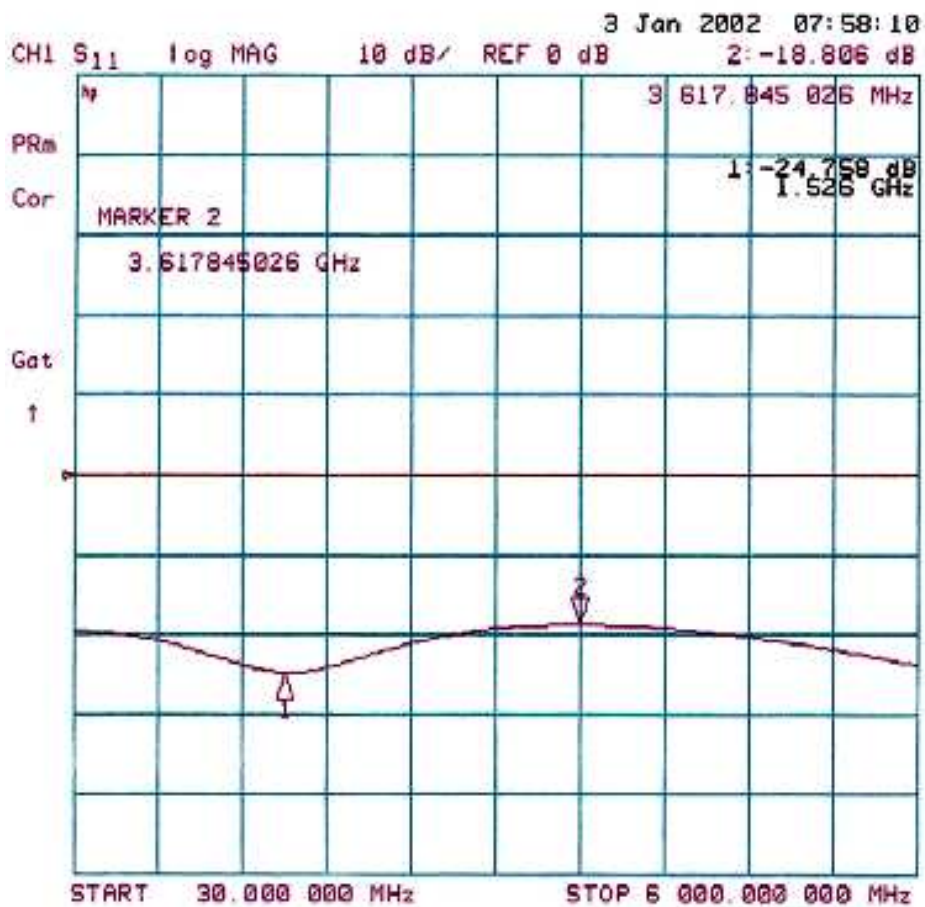


그림 5.9 실측정 결과치
Fig. 5.9 Measured result.

5.2 EMC와 FDTD 그리고 실측정치의 비교 검증

그림 5.10은 EMC와 FDTD 그리고 실측정치를 30 MHz에서 6 GHz까지 비교한 그림이다. 그림에서 볼 수 있듯이 EMC의 그래프와 실측정치의 그래프는 유사한 패턴은 유지하지만, 일정한 오차가 있음을 볼 수 있다. FDTD와 실측정치의 비교 그래프는 그 패턴이나 값이 보다 일치하여, EMC에 의한 결과보다 FDTD에 의한 결과가 훨씬 정확함을 확인할 수 있다.

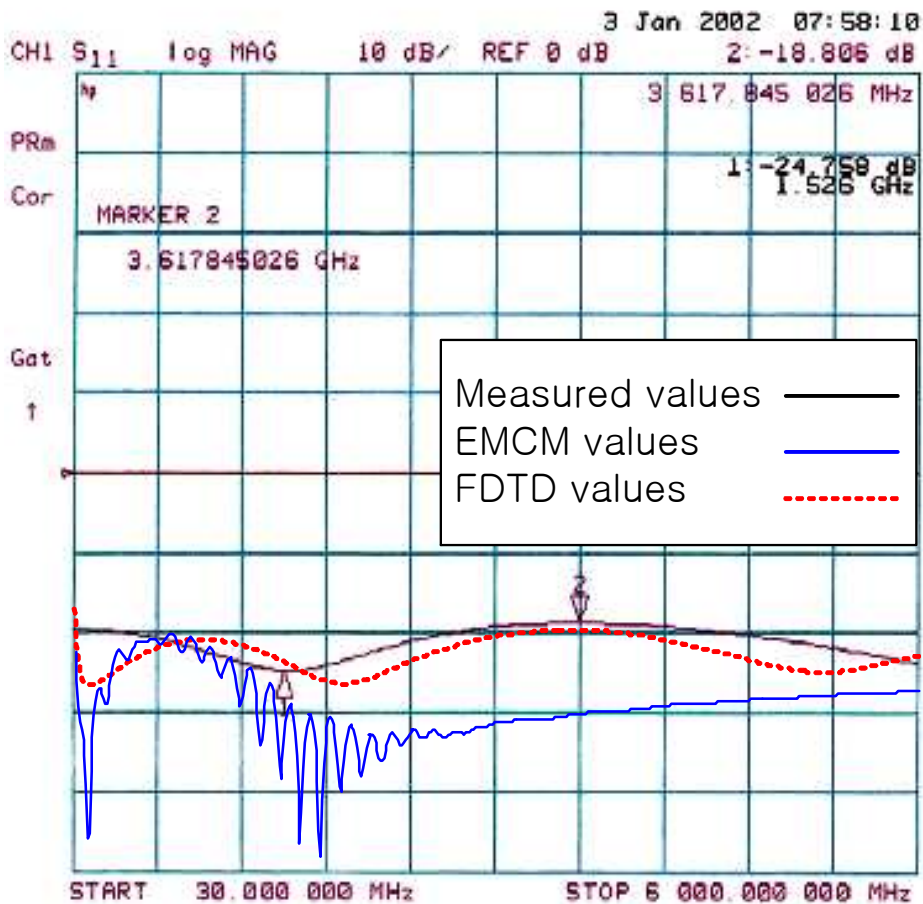


그림 5.10 EMC, FDTD 그리고 실측정값의 비교 (30 MHz ~ 6 GHz)

Fig. 5.10 Comparison of the results between the EMC values, FDTD values and measured values (30 MHz ~ 6 GHz).

5.3 측정결과 및 검토

그림 5.11은 EMC, FDTD 그리고 실측정값을 40 MHz에서 18 GHz에 대해 비교한 그래프이다. 기존의 방법인 EMC에 의한 결과 그래프를 보면 고주파쪽에서는 그 값의 정확성이 상당히 떨어짐을 알 수 있다. 그러나 FDTD에 의한 결과를 실측정값과 비교시에 그 진행형태가 실측정값을 따르고 있음을 알 수 있으며, 고주파 쪽으로 진행할수록 FDTD가 EMC보다 우수함을 알 수 있다.

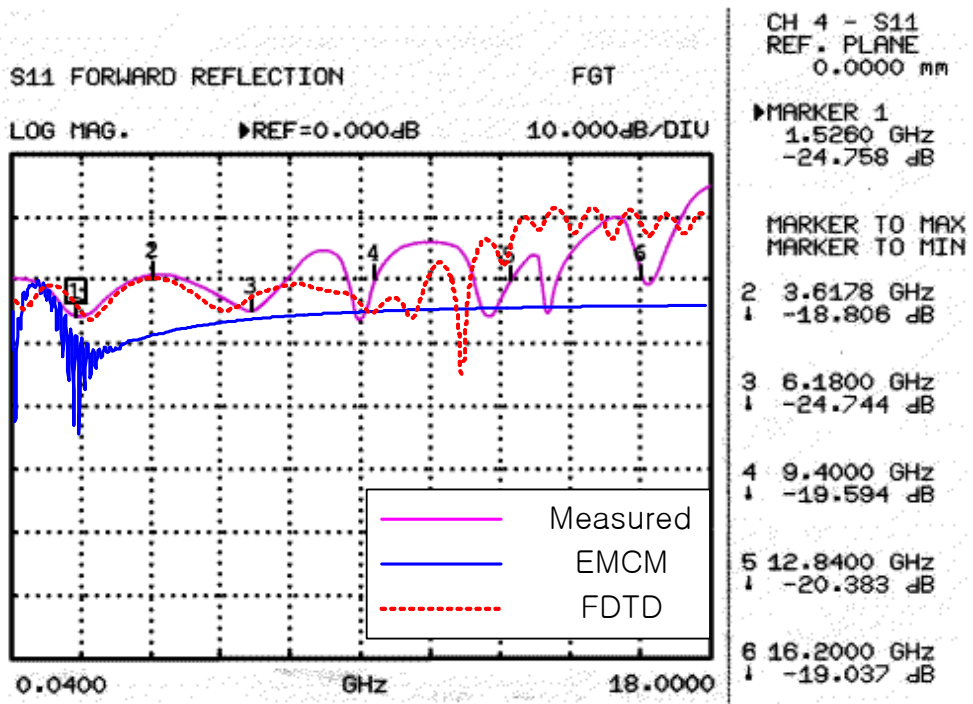


그림 5.11 EMC, FDTD 그리고 실측정값의 비교 (40 MHz ~ 18 GHz)
Fig. 5.11 Comparison of the results between the EMC values, FDTD values and measured values (40 MHz ~ 18 GHz).

제 6 장 피라미드 적층형 전파흡수체

EMCM과 FDTD에 의해 설계된 Hemisphere type Ferrite 전파흡수체의 경우, 20 dB 이상의 흡수능을 발휘하는 대역이 약 7 GHz 정도로 기존의 전파흡수체에 비해서는 매우 우수한 성능을 발휘하지만, 국제 기구에서 지정하고 있는 측정대역인 30 MHz ~ 18 GHz를 만족하지는 못한다. 이와 같은 문제를 해결하고, 초광대역 특성의 범용 전파흡수체를 개발하기 위하여, 광대역 Ferrite 흡수체 위에 피라미드형 유전체 전파흡수체를 부착한 복층형 초광대역 전파흡수체를 설계하였다.

6.1 설계

6.1.1. 복층 전파흡수체의 형상

그림 6.1은 기존에 제작한 Hemisphere Type 흡수체에 피라미드 타입 전파흡수체를 부착한 모습을 나타낸다. 그림 6.2는 제안한 전파흡수체의 측면도와 평면도를 나타낸 것이다.

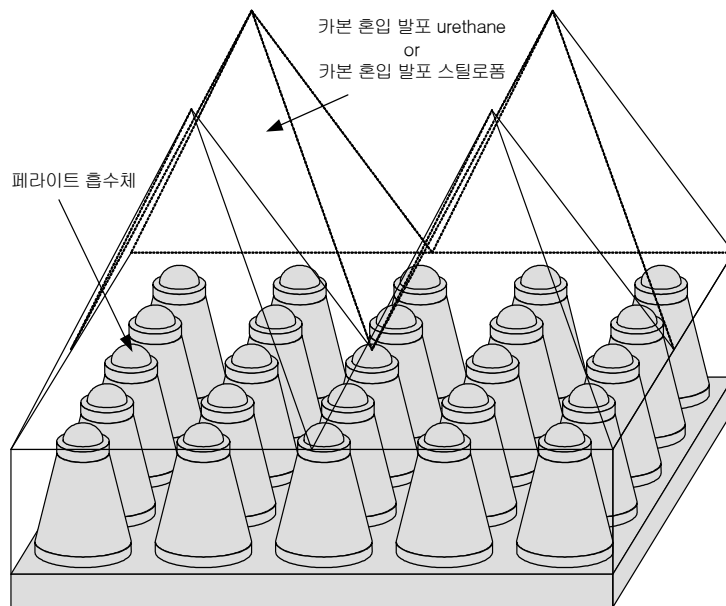


그림 6.1 제안된 전파흡수체의 사시도

Fig. 6.1 Bird's eye of the proposed EM wave absorber.

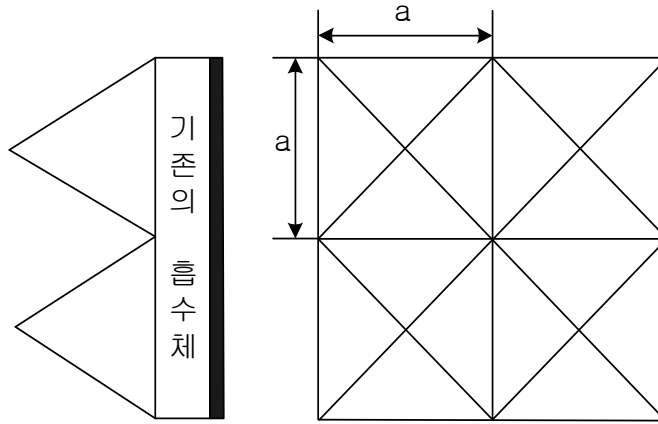


그림 6.2 제안된 전파흡수체의 평면도와 측면도

Fig. 6.2 Side view and floor plan of the proposed EM wave absorber.

6.1.2 다층형 해석모델에 의한 복층형 전파흡수체의 해석

이제 각 층의 등가 모델에 대하여 임피던스 및 반사계수를 구하는 과정이다. 시뮬레이션은 EMCMM을 통해 실시하였으며, 사용된 재료인 탄소 혼입 우레탄폼의 특성상 복소유전율만이 사용되고, 투자율의 경우는 공기와 같은 값으로 나타나게 된다. 또한 재료의 주파수에 따른 특성은 참고 문헌을 통해 알려진 값을 사용하였다[27]. 2.1.7절에서 소개한 방법을 이용하여, 첫 단에 걸리는 임피던스 값을 계산하고 각 단의 값을 계속적으로 계산하면, 최종 단에서 계산되는 임피던스의 값은 다음과 같은 수식으로 나타낼 수 있다.

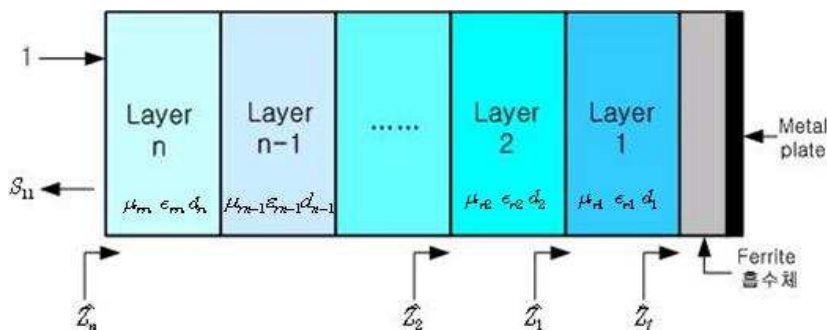


그림 6.3 피라미드 흡수체의 다층형 모델

Fig. 6.3 Multi-layered model for Pyramidal EM wave absorber.

첫 단의 임피던스는 다음과 같으며

$$\hat{Z}_1 = \sqrt{\frac{\mu_{r1}}{\epsilon_{r1}}} \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\mu_{r1} \epsilon_{r1}} d_1) \quad (6.1)$$

이어서 계산되는 최종 값은 다음 식과 같다.

$$\hat{Z}_n = \sqrt{\frac{\mu_{rn}}{\epsilon_{rn}}} \frac{\hat{Z}_{n-1} + \sqrt{\frac{\mu_{rn}}{\epsilon_{rn}}} \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\mu_{rn} \epsilon_{rn}} d_n)}{\sqrt{\frac{\mu_{rn}}{\epsilon_{rn}}} + \hat{Z}_{n-1} \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\mu_{rn} \epsilon_{rn}} d_n)} \quad (6.2)$$

이렇게 구해진 최종 임피던스의 값으로 반사계수를 구할 수 있다.

$$S_{11} = \frac{\hat{Z}_n - 1}{\hat{Z}_n + 1} \quad (6.3)$$

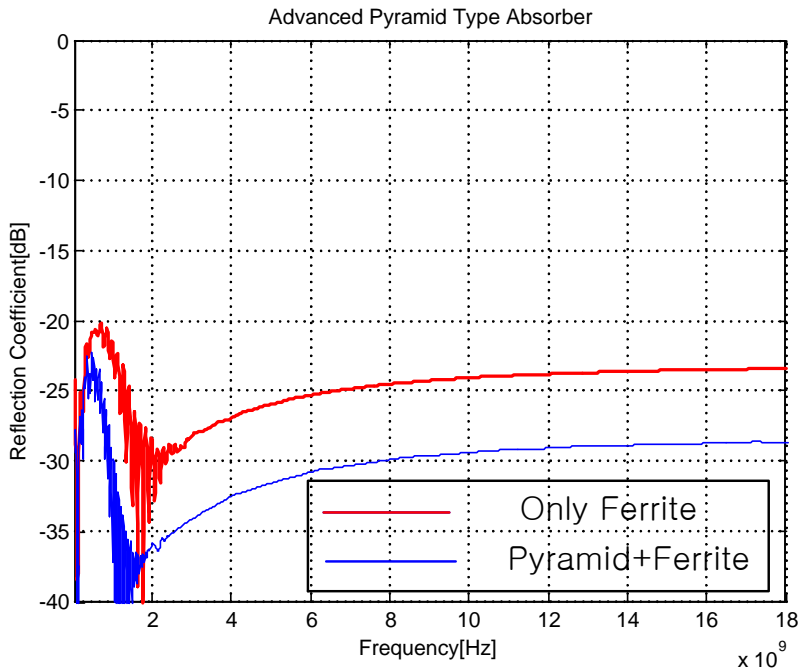


그림 6.4 Hemisphere type 단독인 경우와 피라미드를 적층시킨 경우의 흡수능 비교

Fig. 6.4 Comparison of the results between the values of Hemisphere type and the values of Pyramidal attached Hemisphere.

6.2 제작 및 측정결과

미국의 Cuming mirco-wave corporation사의 탄소혼입 우레탄폼(390-1 C-RAM SFC-8)을 이용하여 높이 10 cm의 피라미드를 실제제작하였다. 그림 6.5는 제안하는 피라미드 전파흡수체를 실제제작을 한 후 Hemisphere type 전파흡수체에 부착한 모습이고, 그림 6.6은 주파수 특성을 측정한 그래프이다. 흡수능 20 dB 이상을 가지는 Hemisphere type 페라이트전파흡수체의 최대주파수는 약 7 GHz 인 반면 피라미드 전파흡수체를 부착 시켰을 시에는 20 dB 이상을 가지는 최대주파수가 국제 기구에서 지정하고 있는 18 GHz까지로, 페라이트 전파흡수체보다 광대역화 되었음을 알 수 있다.

6.3 결과

연구 초반에 제안한 페라이트 전파흡수체는 20 dB 이상의 흡수능을 가지는 주파수 대역이 7 GHz인 반면 페라이트 전파흡수체 위에 피라미드형 전파흡수체를 부착하였을 시에는 20 dB 이상의 흡수능을 가지는 주파수 대역이 초광대역화 되었다.

제작된 피라미드의 형태는 높이 5 cm의 탄소 혼입 우레탄폼 판위에 높이 10 cm의 탄소 혼입 우레탄 피라미드를 세운 형태로써, 이는 대량 생산시의 형태를 따르고자 한 것이다. 이론적인 과정은 사용된 재료의 정확한 재료정수값을 알지 못하여 정확히 실시하지 못하였으나, 예상한 바와 같이 20 dB 이상의 흡수능을 가지는 대역이 18 GHz로, 국제 규격을 만족하는 전파무향실 제작에 사용할 수 있을 것이라 판단되며, 향후에는 피라미드의 높이를 단독으로 변형하는 것이 아니라 하단의 Hemisphere type 전파흡수체의 수치와 병행하여 최적의 수치를 끌어내어야 할 것이다.

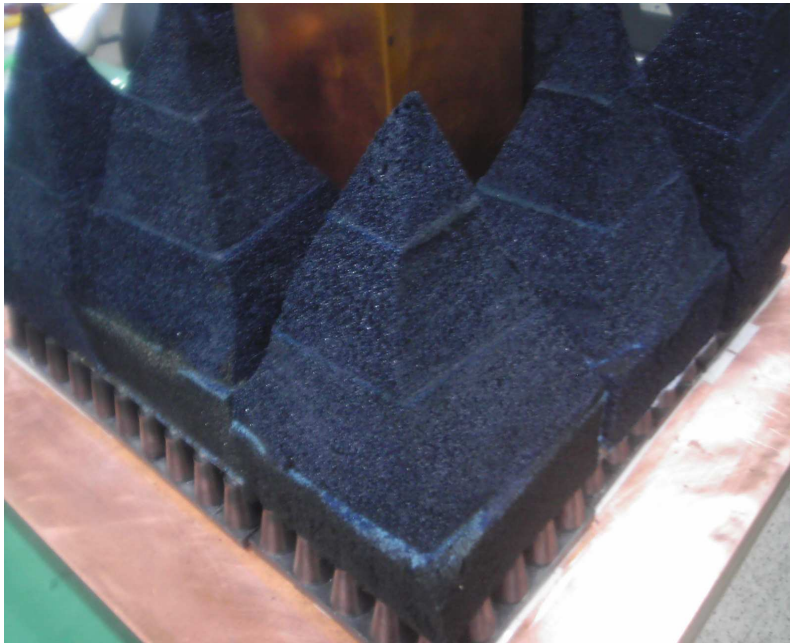


그림 6.5 Hemisphere type 흡수체위에 부착한 피라미드 전파흡수체
 Fig. 6.5 Pyramidal EM wave absorber attached on Hemisphere type EM wave absorber.

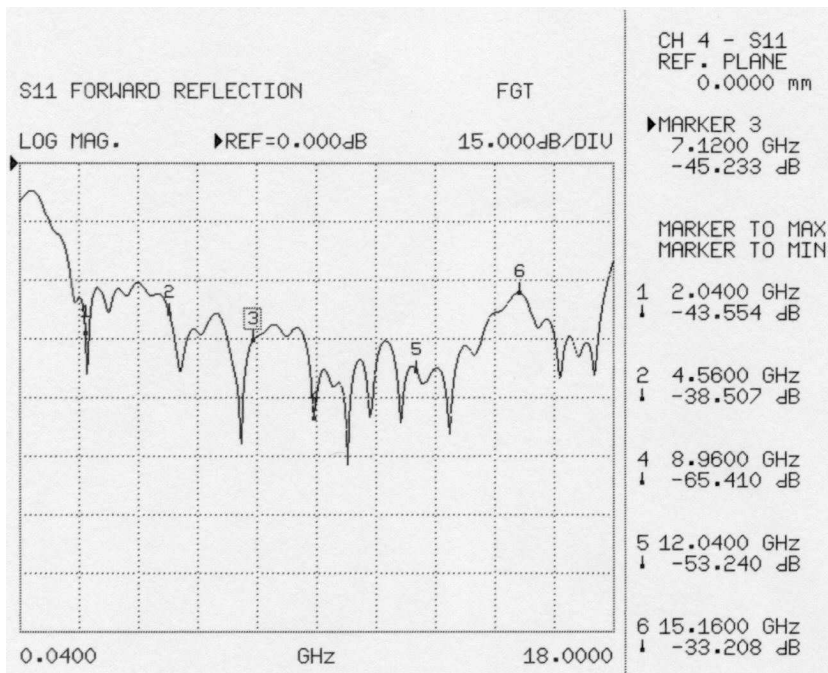


그림 6.6 실측정 결과
 Fig. 6.6 Measured result.

제 7 장 결론

본 논문에서는 국제 규격에 적합한 전파 무향실을 위한 광대역 전파 흡수체를 설계하였으며, EMCM의 오차를 감소시키고 보다 정확한 시뮬레이션 값을 도출하기 위해 등가재료정수를 이용한 1차원 FDTD 방법을 제안하였다. 설계된 흡수체를 실제 제작한 후 동축관 시스템을 이용하여 측정하여, 측정치와 이론치가 잘 일치함을 확인함으로써 설계 및 해석법의 타당성을 입증하였다. 또한 초기 설계한 Hemisphere type 페라이트 전파 흡수체의 성능이 국제 기구에서 규정하고 있는 대역을 만족하지 못하여, 이를 보완하기 위해 부착형 피라미드 타입 전파흡수체를 제안하였다.

기존에 제안되어 사용되고 있는 페라이트 타일형 또는 그리드형 전파 흡수체는 국제 규격에 적합한 전파 무향실에 사용하기에는 그 적용 주파수 범위가 매우 협소한 상태이나, 새로이 제안하고 있는 Hemisphere 타입 전파 흡수체는 그 주파수 범위가 30 MHz ~ 7 GHz로 매우 우수한 성능을 가지고 있음을 실측정을 통해 알 수 있었다. 부가적으로, 제안한 흡수체는 페라이트 단체로 되어 있으므로, 방화와 방수 능력이 뛰어나며, 잦은 보수와 같은 문제도 해결할 수 있고, 특히 그 크기가 28.3 mm 정도로 매우 작기 때문에 전파 무향실 내의 유효 공간 확보에 매우 유리하게 설계되었다.

그러나 제안된 Hemisphere 타입 전파 흡수체가 국제 기구에서 규정한 대역 전체에 적합하지 못하여, 그 보완책으로 부착형 피라미드 타입 전파 흡수체를 사용하여 그 대역을 확장하였다. 피라미드는 탄소 혼입 우레탄 폼을 사용하였으며, 전체 대역이 18 GHz까지 확장되었다.

더불어 EMCM에 의해 계산된 값이 실제 측정치와 그 패턴의 유사성은 볼 수 있으나, 전체적인 오차값이 존재함을 확인하였으며, 이를 해결하기 위해 FDTD 방법을 사용한 시뮬레이션 방법을 제시함에 있어, 통상 FDTD에 의해 입체 구조를 해석하는 경우, 3차원 FDTD 방법을 사용하여야 하나, 문제 영역의 광범위와 부가적인 계산을 위한 많은 부수 함수들로 인해 Super Computer를 이용하지 않으면 아니될 상황이다. 이에, 등가재료정수를 이용한 1차원 FDTD 방법을 그 대안으로 제시하였고, 그 결과가 실측정치와 거의 흡사함을 확인할 수 있었다.

차후, 전파흡수체를 설계함에 있어, 기본 설계는 간단한 EMCM을 통해 실시하고, 전파흡수체에 대한 형상과 치수가 정해진 후 제안한 FDTD 방법을 이용하여, 그 흡수능을 시뮬레이션한다면, 실제작하기 전에 보다 정확한 흡수능을 파악하는데 유용하게 사용될 수 있을 것이라 기대된다.

참 고 문 헌

- [1] 김동일, 전상엽, “EMI/EMC 대책용 광대역화 전파흡수체의 개발에 관한 연구,” 한국향해학회지 제15권, 제4호, pp.13-35, 1991, 12.
- [2] 김동일, 김민석 “전파반무향실의 특성평가에 관한 연구,” 한국향해학회지 제 19권 제 1 호, pp.9-16, 1995.
- [3] Y. Naito et al., “Characteristics of grid ferrite electromagnetic wave absorber,” IEICE of Japan, vol. J76-B-II, No. 11, pp.898-905, Nov. 1993.
- [4] Dong Il Kim, June Young Son, Jae Young Bae, Young Soo Won, Jae Man Song, “A Study on Fabrication and Evaluation of Ferrite Electromagnetic Wave Absorber,” Journal of the Electromagnetic Society, vol. 1, No. 1, pp.95-99, May. 2001.
- [5] Dong Il Kim, June Young Son, Woo Keun Park, Dong Han Choi, “Broad-Band Design of Ferrite One-body EM wave Absorbers for an Anechoic Chamber,” Journal of the Electromagnetic Society, vol. 4, No. 2, pp.51-55, Jun. 2004.
- [6] 内藤喜之, “電波吸收体,” OHM社, pp.53-76, 1987.
- [7] 김보영, 원영수, 김동일, 전중성, 예병덕, “임의 형상 전자파체의 전파 흡수특성 측정시스템의 개발,” 2002년 제3회 산업기술연구소 학술강연회, pp.40-51, 2002, 6.
- [8] 김동일, 이창우, 전상엽, 정세모, “초광대역특성을 갖는 정방형 페라이트 기둥 구조의 전파흡수체 설계법,” 한국향해학회지 제 19 권 제 2 호, pp.99-106, 1995.
- [9] Y. Naito et al., “Anechoic chamber fitted with ferrite grid or ferrite multilayer electromagnetic wave absorbers,” EMC'94 ROMA, pp.229-234, Sep. 1994.
- [10] 김동일, 정세모, 안영섭, “전파흡수체의 전자파적 특성측정기법 연구”

한국항해학회지, 제 16 권 제 4 호 pp.25-34, 1992, 12.

[12] 위탁기술개발과제 최종결과보고서, “초광대역 페라이트 전파흡수체의 설계기술 개발,” 동국산업주식회사, pp.14-17, 2001. 4

[13] 김동일, 박지용, “광대역특성을 갖는 다층구조 페라이트 전파흡수체의 최적설계,” 한국통신학회 부산·경남추계합동학술발표회, pp.58-62, 1996.

[14] 橋本 修 “電波吸收体入門,” 森北出版株式會社, pp.20-25, 1997.

[15] 김동일, 백명숙, “Fourier 역변환을 이용한 전파흡수체의 특성측정법에 관한 연구,” 한국해양대학교 부설 산업기술연구소 연구논문집 제 11 집, pp.129-142, 1993, 12.

[16] 内藤喜之, “フェライト透磁率の周波數分散の定式化について,” 日本電子通信學會 論文誌 Trans. IEICE '76/5 vol. 59-C No. 5 pp.297-304, 1975, 8.

[17] 산업자원부 위탁기술개발과제 최종결과보고서, “초광대역 페라이트 전파흡수체의 설계기술 개발,” 동국산업주식회사, pp.23-27, 2001. 4

[18] 朴聖基, 마이크로파 공학, 청문각, 1985.

[19] Dong Il Kim, Michiharu Takahashi, Hiroki Anzai, Sang Yup Jun, “Electromagnetic wave absorber with wide-band frequency characteristics using exponentially tapered ferrite,” IEEE Trans. on electromagnetic compatibility, vol. 38, no. 2, pp.173-177, May. 1996.

[20] 김동일, 전상엽, “십자형 슬롯을 가지는 적층형 초광대역 페라이트 전파흡수체의 설계,” 한국전자과학회 논문지, 제 7 권, 제 4 호, pp.346-352, 1996.

[21] “電磁波の吸收と遮蔽”, 日經技術圖書(株), pp.133-142, 1989.

[22] June Young Son, Dong Il Kim, “A study on absorption

characteristics of Hemisphere type on cutting cone shaped absorber for obliquely incident EM waves," 2003 Asia-Pacific Microwave Conference, Sheraton Walkerhill Hotel, Seoul, Korea, Vol. 01, pp. 53-56, November 4-7, 2003

- [23] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-14, pp. 302-307, May 1966.
- [24] A. Taflove and M. Brodwin, Numerical solution of steady state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 23, 1975, pp. 623-730.
- [25] A. Taflove and S. C. Hagness, "Computational electrodynamics," AH Publishers, pp.373-375.
- [26] K. S. Kunz and R. J. Luebbers, "The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics," Boca Raton, FL:CRC Press, 1993.
- [27] Christopher L. Holloway, Ronald R. Delyser, Robert F. German, Paul Mckenna, and Motohisa Kanda, "Comparison of Electromagnetic Absorber Used in Anechoic and Semi-Anechoic Chambers for Emissions and Immunity Testing of Digital Device." IEEE TRANS. on electromagnetic compatibility, VOL.39 , NO . 1 p33~47, Feb. 1997.

본 논문 관련 게재, 발표 논문 및 참여 프로젝트

I. 국내 학술지 게재 논문

- [1] “A Study on Fabrication and Evaluation of Ferrite Electromagnetic WaveAbsorber”, Journal of the Korean Electromagnetic Engineering Society, Vol. 1, No. 1, pp. 95-99, May 2001.
- [2] “A Study on a Shape of Ferrite Electromagnetic Wave Absorber For an Anechoic chamber”, 한국해양대학교 산업기술연구소 연구논문집 Vol. 19, pp. 139-148, 2002. 01. 01.
- [3] “향상된 EMI Filter 설계 및 제작”, 한국해양대학교 산업기술연구소 연구논문집 Vol. 19, pp. 127-138, 2002. 01. 01.
- [4] “일본에서 유입되는 전파간섭의 측정에 관한 연구”, 한국해양대학교 산업기술연구소 연구논문집 Vol. 19, pp. 149-160, 2002. 01. 01.
- [5] “A Study on Broadband Design of EM Wave Absorber for Anechoic Chamber”, Journal of the Korea Electromagnetic Engineering Society, Vol. 2 No. 1, pp. 16-22, 2002. 05.
- [6] “전파무향실을 위한 광대역 페라이트 전파흡수체”, 한국전자파학회지 전자파기술, Vol. 14, No. 1, pp. 43-50, 2003. 01.
- [7] “Broad-Band Design of Ferrite Absorber in Cross-Shaped Projection Type”, 한국해양대학교 산업기술연구소 연구논문집, Vol. 22, 제1호, pp. 124-129, 2004. 06.
- [8] “Broad-Band Design of Ferrite One-body EM Wave Absorbers for an Anechoic Chamber,” Journal of the Korea Electromagnetic Engineering Society, Vol. 4, No. 2, pp. 51-55, June 2004.

II. 국제 학술지 게재 논문

- [1] “One-Dimensional Analysis of a Electromagnetic Wave for Use as

a Cutting-Cone-Type Ferrite Absorber in an Anechoic chamber”, Journal of the Korean Physical Society, Vol. 42, No. 4, pp. 528-531, April 2003.

- [2] “Broad-Band Design of Ferrite Absorber in Cross-Shaped Projection Type”, IEICE Trans. on COMMUN., Vol.E86-B, No.9, pp.2739-2744, Sept. 2003.

Ⅲ. 국제 학술대회 발표 논문

- [1] “Design of Hemisphere shaped ferrite absorber on a cutting cone one” ‘2001 Korea-Japan AP/EMC/EMT Joint Conference (KJJC-AP/EMC/EMT’2001), pp.238~241, Sept. 10-11, 2001.
- [2] “Design and Fabrication of Broad-Band EM wave absorber in New type for Anechoic Chamber”, 2002 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings, Kyoto International Conference Hall, Japan, pp. 893-896, Nov. 19-22, 2002.
- [3] “A study on absorption characteristics of Hemisphere type on cutting cone shaped absorber for obliquely incident EM waves,” 2003 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings, Sheraton Walkerhill Hotel, Seoul, Korea, Vol. 01, pp. 53-56, Nov. 4-7, 2003.

Ⅳ. 국내 학술대회 발표 논문

- [1] “광대역 페라이트 전파흡수체의 제작과 평가에 관한 연구”, 춘계종합 학술대회 논문집, 한국해양정보통신학회, 제5권 제1호, pp. 244-248, 2001. 5. 18-2001. 5. 19.
- [2] “꼭지절단 원추상에 반구형을 더한 광대역 페라이트 흡수체의 설계”, 전파 기술 학술대회 논문집, 한국전자과학회 영남지부, pp. 149-152, 2001. 6. 30.
- [3] “광대역 페라이트 전파흡수체의 개발과 평가에 관한 연구”, 추계 마이

크로파 및 전파학술대회 논문집, Vol. 24, No. 2, pp. 240-243, 2001. 9. 22.

- [4] “전파무향실용 전파흡수체의 광대역 설계 및 제작”, 2001 추계합동 학술논문발표 Vol. 10, No. 2, pp. 121-126, 2001. 12. 1.
- [5] “전파암실용 초광대역 전파흡수체의 개발 및 FDTD법을 이용한 전파 흡수능 평가”, 2002년 제3회 산업기술연구소 학술강연회 논문집, pp. 12-19, 2002. 06. 11.
- [6] “EMCM법을 이용한 전파암실용 초광대역 전파흡수체의 수직입사와 사입사 전파흡수능 평가”, 2003년 제1회 산업기술연구소 학술강연회 논문집, pp. 113-122, 2003. 4. 24.
- [7] “전파무향실용 피라미드 부착형 광대역 흡수체 설계에 관한 연구” 2004년도 제1회 산업기술연구소 학술강연회 논문집, pp. 3-10, 2004. 8. 3.
- [8] “전파무향실용 피라미드 부착형 광대역 전파 흡수체 설계에 관한 연구”, 2004년도 추계 마이크로파 및 전파학술대회 논문집, pp. 480-483, 2004. 9. 18.
- [9] “전파무향실용 전파흡수체의 광대역 설계 및 제작에 관한 연구”, 2001 종합학술발표회 vol. 11, No. 1, Nov. 2001, p.343, 2001 (전파방송논문 제안공모 은상수상).

V. 참여 프로젝트

- [1] 산업 자원부 2002. 11. 1~2003. 4. 30
- [2] H&T Networks 위탁과제 2002. 12. 1~2001. 11. 30
- [3] 신성 C&T 2001. 8~2002. 7. 31
- [4] 산학협동재단(예린) 2002. 6. 1~2003. 5. 31
- [5] 정보통신 연구진흥원 2002. 7. 1~2003. 6. 30
- [6] 중점연구소과제(학술진흥재단) 2001. 10. 1~2007. 9. 30
- [7] 소프트웨어 진흥원(ITRC) 2002. 8. 1~2010. 7. 31
- [8] BB21(부산시청) 2002. 11. 1~2005. 10. 31
- [9] 2003 지역혁신 인력양성사업(산업기술재단) 2003. 12. 1~2005. 8. 31