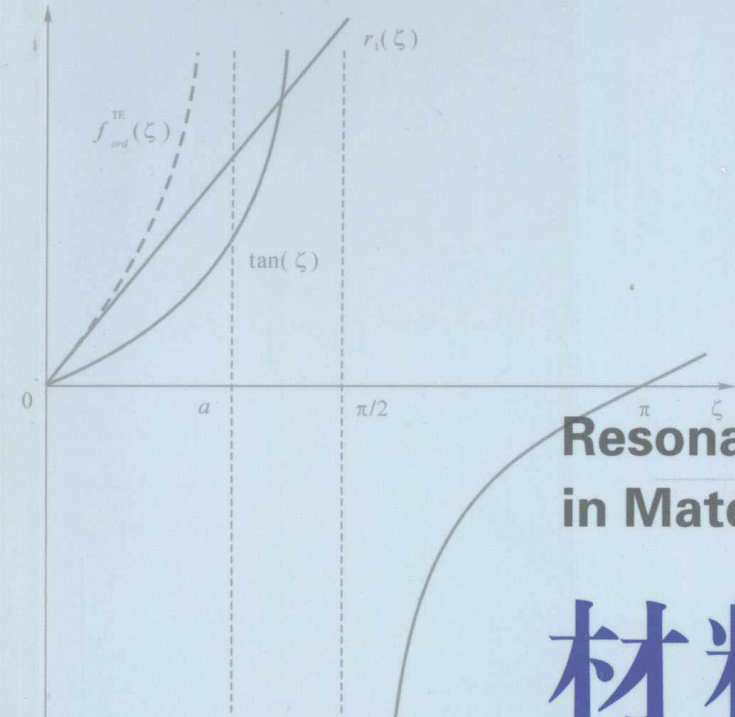
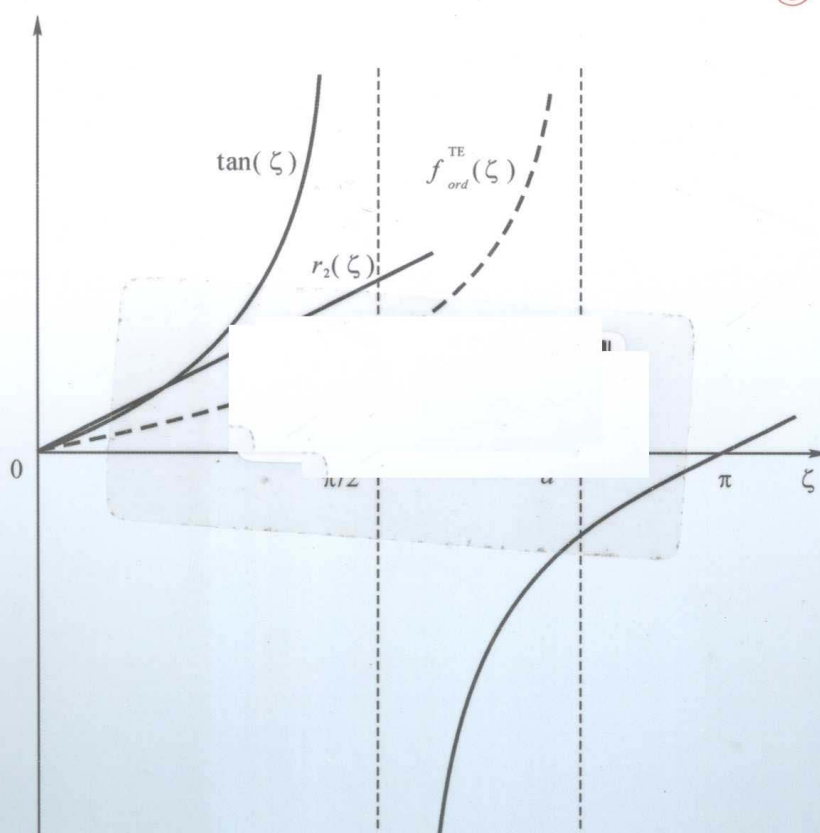




Resonance/Dispersion Spectrum
in Materials Science

材料科学中的 谐振和色散

◎ 倪尔瑚 著



ZHEJIANG UNIVERSITY PRESS
浙江大学出版社

Resonance/Dispersion Spectrum in Materials Science

材料科学中的谐振和色散

倪尔璐 著



ZHEJIANG UNIVERSITY PRESS
浙江大学出版社

内容简介

本书是《材料科学中的介电谱技术》的姐妹篇。全书共9章,主要内容包介质的电学谐振,微波声学谐振, Veselago 媒质与超材料,复合右-左手材料的传输线结构,电磁波带隙材料,确定有限周期结构的等效电磁参数,人造周期结构的电磁波散射特性和波模,手征超材料,磁感应波等。本书借助于谐振-色散特性将这些频率选择材料联系在一起。实际上,它们的电磁场分析和设计优化方法也是相似的。此外,在微波电路的微型化、模块化和集成化所构成的亚系统或系统中,它们可用于实现更好的电磁兼容和性能优化。

本书可供从事电子-材料领域、通信-信息领域、微波-天线领域和电介质物理学的科研、教学、开发和应用等工作的科技人员及大专院校有关师生参考。

图书在版编目(CIP)数据

材料科学中的谐振和色散 / 倪尔瑚著. —杭州:

浙江大学出版社, 2010.9

ISBN 978-7-308-07830-6

I. ①材… II. ①倪… III. ①材料科学—研究 IV.
①TB3

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2010) 第 141623 号

材料科学中的谐振和色散

倪尔瑚 著

责任编辑	杜希武
封面设计	刘依群
出版发行	浙江大学出版社 (杭州市天目山路 148 号 邮政编码 310007) (网址: http://www.zjupress.com)
排 版	杭州好友排版工作室
印 刷	浙江印刷集团有限公司
开 本	787mm×1092mm 1/16
印 张	19.5
字 数	474 千
版 次	2010 年 9 月第 1 版 2010 年 9 月第 1 次印刷
书 号	ISBN 978-7-308-07830-6
定 价	49.00 元

版权所有 翻印必究 印装差错 负责调换

浙江大学出版社发行部邮购电话(0571)88925591

绪 言

谐振必然引起色散,但色散的出现不一定是谐振,而本书所考察的色散是源于谐振。材料科学中的谐振和色散所涉及的面非常广,这里只讨论均匀材料的整体谐振[1,2],和由谐振微单元(包括复合单元)组成的周期超材料(metamaterials)的色散[3-9],它处于周期尺寸小于 $1/4$ 波长时的状况;以及周期间隔是波长的可比尺度时发生的相消干涉状态所形成的电磁波带隙(electromagnetic band-gap)材料[10,4-9]。也就是说,当把各类介质谐振器也视为材料时,借助于谐振和色散可以将这三类频率选择材料联系在一起。就应用的观点来看,在微波电路的微型化、模块化和集成化所构成的亚系统或系统中,这些材料性能的互补、配合,可为器件-电路-系统实现更好的电磁兼容和功能优化。特别值得一提的是,介质谐振器整体,由于能实现电的或磁的谐振,故也可以作为超材料的微单元。此外,对这三类结构的电磁场分析和设计优化的方法,以及等效电磁参数的提取也是极其类似的。

从电介质物理学知道,在电磁场作用下,极化激元尺寸远小于波长的常规媒质,遵循介质极化(或磁化)规律,那里有 Kramers-Krönig 关系式、介电(磁)弛豫、谐振吸收和色散等。原子和(或)分子电极化是由价电子产生的,其响应频率是在 $3 \times 10^{14} \sim 3 \times 10^{15}$ Hz 的范围,即从近红外($1\mu\text{m}$)到紫外($0.1\mu\text{m}$)的光谱范围,满足激元尺寸远小于波长的静态—准静态条件。在某一极化的谐振响应频区,用相对复介电常数描写的电极化频率响应是:其实部 ϵ_r 先从某一稳定值快速升到一个非常大的正值急速下降经 $\epsilon_r = 0$ 到非常大的负值,接着随频率升高而回升,再经 $\epsilon_r = 0$ 超过 $\epsilon_r = 1$ 最后到达低于原先的另一稳定值。其虚部呈现类似于谐振曲线的响应,峰值的位置对应于激元的谐振频率。用复磁导率 μ_r 描写的某一磁极化频率响应,不仅虚部有相似的情况,其实部也有类似的谐振-反谐振规律。在现有的材料中,使电极化增强的谐振典型地发生在很高的频率;对于金属材料在光频,对于半导体和电介质最低在 THz~IR(红外)频段。在另一方面,磁谐振极化典型地发生在低得多的频率,通常截止于 THz~IR 频区的下边。简而言之,由材料中谐振极化现象增强的基本电的和磁的过程不能发生在同一频率附近,所以在自然界只出现单负($-\epsilon_r$ 或 $-\mu_r$)材料。

在微波到可见光的频率下,介质中的这类响应可以用谐振或非谐振的微单元(散射元)取代原子,组成周期(或非周期)结构予以实现。当组成结构的散射元尺寸远小于激励波长时,是一种复合媒质,可以用常规的材料参数来描述。而当散射元尺寸占波长的较小部分直至与波长可以比较时,情况就不一样了。例如,就埋入低损耗介质的金属丝而言,当外激励的电场平行于线轴时,可实现介电常数 ϵ_r 的谐振-反谐振现象,在高于反谐振频率的区域是负 ϵ_r 材料。这时电磁波不能传播,是带隙。又如,把金属开环(或等效结构)埋入低损耗介质中,当外激励的电场跨接开口间隙、或磁场沿环的轴向时,可实现磁导率 μ_r 的谐振-反谐振现象,在特定的频区是负 μ_r 材料,也出现不能传播电磁波的带隙。如果合理设计散射元的结构,使人造周期媒质中呈现负 ϵ_r 与负 μ_r 的频区重叠,这两个带隙的组合就变成带通,传

播反向波。但它是自然界所没有出现的双负参数($-\epsilon_r$ 和 $-\mu_r$)材料或负折射指数材料,也称左手材料(LHM)或超材料。可见,左手材料是因 $\mathbf{E}$ (电场矢量) $\times\mathbf{H}$ (磁场矢量)是沿 $-\mathbf{k}$ (波矢)方向传播而得名的,当然是就平面波而言。

我们知道:金属丝周期结构可以模拟等离子体,从而在微波频段得到负介电常数材料。而负磁导率材料的获得是借助于开口环谐振器(split ring resonator),那里,由外场激励而谐振的局域电流在 SRR 中环流,导致很强的磁响应,从而提供了金属丝负介电常数媒质所希望频率下的负磁导率。2000 年,终于得到 Veselago 早在 1967 年所预言的左手材料。另一种现象是:SRR 或其他有强磁响应性能的散射元的适当排列,因磁耦合而产生的感应电压,称为磁感应(magnetoinductive)波。它可以是正向导行波(群速与相速同方向)或反向导行波(群速与相速反方向),所以 MI 波也属于超材料的范畴。它可以把实现反向波的低端频率延伸到几十 MHz,其高端可达 THz。类似于声子谱,在线性双周期结构中的磁感应波色散曲线有两个分支:声学支和光学支。不管是光学支或是声学支,在低频端总是正向导行波,在高频端总是反向导行波。

至今,许多作者承认,SRR 按比例缩小尺寸来创建磁响应能达到的极限频率是 373THz(波长 804nm)。而纳米圆锥对网格媒质或纳米球环形阵列媒质可在可见光波长(380~760nm)下同时创建电和磁的响应,来实现负折射材料。这样,基于人为磁响应去实现超材料的频率范围目前约是 30MHz~700THz。随着光学超材料的出现,光频下没有磁性的概念变得模糊起来。

可见,为要实现负折射,造成强烈的人为磁响应是我们必须面对的巨大挑战。从这个问题来看,寻找其他不同的方法去制造反向波媒质已被一些学者考虑。特别是,这样的效应能存在于更复杂的手征(旋光)媒质中。简而言之,当散射元——电偶极子或(和)磁偶极矩接近谐振时,折射指数 n 变成小于手征参数 κ 。在各向同性手征媒质中,两个本征波的实传播常数是 $\beta=k_0(n\pm\kappa)$,这意味着两个本征波中的一个为反向波。从原理上看,即使媒质只有非常弱的磁性或没有磁性,反向波也能被实现。这就是说,若用手征媒质也能实现负折射,而不必生成人造负磁性响应。超材料中的手征特性(空间螺旋特性)也导致某些奇异的波现象,例如,在 ϵ_r 和 μ_r 趋于零的极限情况[称为手征虚无(chiral nihirity)媒质]下的反向波和负折射特性。

从研究 SRR 基左手材料的特性和应用可知,由于 SRR 谐振结构的窄频带和损耗,常难于去实现微波应用。而左手材料的传输线(TL)结构能得到一个低损耗和宽频带的非谐振结构。此外,基于一般的传输线处理方法,给我们提供了对 LHM 物理现象的洞察力,可能在唯象的水准去模拟超材料的特殊性能,也为左手现象应用提供有效的设计工具。但在实际的 LHM 中也包含自然界存在的右手效应,即复合右-左手传输线结构应该被认为是 LHM 的更一般模型。含有右手和左手性能的超材料,称为复合右-左手(CRLH)超材料。其近似分析常采用传输线 LC 网络的复合右-左手材料模型或 LC 负载传输线的左手材料模型,得到的结果是完全一样的。由于可以应用现成的金属印刷电路技术制造,导致快速发展某些新的微波器件,特别是在微波天线领域的极宽广的应用前景。因此,超材料概念的传输线结构是一个很受欢迎的方向。

值得一提的是:传输线网格虽然可以为宏观超材料在性质和实验方面进行一个极好的描述,但是不应该与媒质完全混淆,当以它们的相似性为基础得出通用结论时,某些情况值

得担忧,因为 CRLH-TL 材料本质上是一个带通滤波器,也更接近于电磁波带隙结构。

周期结构还遵循 Bragg 谐振、散射和衍射规律。类似地,当辐射源波长和人造结构的周期尺寸可以比较时,复杂的衍射和散射发生在微单元的层次,要涉及局域分析。在这种非经典的周期结构中,只有空间谐波显现相速与群速的反向平行,而当计及所有的 Fourier 分量时,其真实电磁场展示出高的不均匀分布,那里局域衍射(或散射)处于支配地位。这种周期间隔是波长的可观尺度时所发生的相消干涉状态,阻止了负折射现象,电磁波不能传播,出现阻带,呈现全磁导体(perfect magnetic conductor)性质,也可等效于单负($-\epsilon_r$ 或 $-\mu_r$)材料,称为电磁波带隙(EBG)材料或光子带隙(photonic band-gap)材料。

电磁波带隙材料一般是介质(或真空)-介质或金属-介质交替的周期结构,它包含带阻和带通性能。其 2-维结构本质上是一个频率选择表面(frequency selective surface)。例如,由空气毛细柱埋入熔融石英介质中的六方结构形成的 2-维介质-介质 EBG 结构,当将其高阻抗表面设计在红外频段时,是很好的高温隔热材料,但在微波频段则是很好的透波均匀媒质;从而可应用在卫星天线罩(窗)等方面。

因为电磁波带隙结构本质上是一个高阻抗材料,所以也可从材料的波阻抗来设计它。从阻抗 $Z = (\mu_0 \mu_r / \epsilon_0 \epsilon_r)^{1/2} = (\mu_0 / \epsilon_0)^{1/2} \cdot \mu_r / n$ 来看,假使磁导率不是特别大,而是介电常数接近于零,波阻抗仍然能够非常大。这意味着折射指数 $n = (\mu_r \epsilon_r)^{1/2}$ 变小。也就是说,高阻抗-低折射指数块也可作为人造磁性导体(artificial magnetic conductor),在某频率下呈现 PMC 界面。

当然,电磁波带隙结构还存在类似于 Bragg 谐振的通带。这就是说,对于介质(含真空)-介质结构,类似于晶体中声子(晶格振动)对入射光的调制,可以认为色散关系是结构介电常数(极化)对入射电磁波的周期调制,类似于晶体中的电子,容许传播 Bloch 波。但也发现,在某些频率的特定入射角区,会出现负折射现象。负折射能被观察到的论点和事实就自然联系到超材料。这样,除常规的带通性能外,EBG 材料可以在某些电磁波入射角下认为是左手材料,而在另外的一些入射角下则认为是等效折射指数小于 1 的材料。这是由于 EBG 结构的集体性能,使其可以作为周期材料问题处理。只有在这个意义上,EBG 结构才能被看成是一种媒质,可以用等效参数来描述,看成另外一类负折射指数材料。这样,EBG 结构能作为光波下左手材料的一种选择。

电磁波带隙结构和电(或磁)等离子体的等效,意味着凡是传播消逝波的结构都可等效于单负材料。这样用消逝波导模既可模拟 $-\epsilon$ 又可模拟 $-\mu$,可采用 Drude-Lorentz 模型来描述。理论、数字模拟和实验已证明:截止波导与电等离子体的等效是基于消逝的 TE 模,当用截止矩形空波导模拟电等离子体时,在宽边中部垂直置入一系列 SRR(其轴平行于磁场 H),可传输反向波;它的对偶情况是,截止波导与磁等离子体的等效是根据 TM 消逝模,当把截止矩形空波导视为磁等离子体时,在电场 E 方向置入 2-维金属丝阵列,同样可传输反向波。这就是说,截止波导消逝波可模拟人造电或磁等离子体形成的单负媒质;电磁波带隙即可看成 TE 消逝模,又可视为 TM 消逝模,即电磁波带隙是混合模。基于截止波导原理构成的超材料也可作为微波下反向波传输的一种选择。

然而,对于由谐振的金属散射元构成的超材料,虽然这些谐振有时发生在单元尺寸远小于自由空间波长的情况,但谐振附近的局域电荷和电流分布是不均匀的,即使把导电元作为具有单一均匀电磁性质的人造结构的主要成分,均匀也是属于理想的情况。这就是说,尽管构成超材料的散射元尺寸显著小于自由空间波长,超材料不满足均匀媒质的定义。此外,大

部分周期结构超材料还有另一个共同点:周期尺度要占激励场的自由空间波长的较小部分,常为 $1/5 \sim 1/12$ 波长;或者用更相关的参数 $k_0 a$ (自由空间波数乘以晶格常数) 处于接近 1 的情况。即在运行频率下,单个周期单元内的电磁场相位仍遗留明显的差别。这在概念上它接近于光子晶体。从这两个共同点来看,至今几乎所有的超材料结构中,其等效周期尺度比之于自由空间波长不能被忽略,或者说,周期单元内的电磁场是不均匀的,用某些复合媒质的静态-准静态描述可能导致媒质全部重要电磁性能的丢失。即所有的均匀媒质分析技术是靠不住的,它不能应用。然而,用场平均算法使非均匀周期元均质化,或用 S 参数提取技术、反射系数集的复指数近似法,按与超材料有等值响应功能的媒质取代,都可以找到超材料的色散图和等效材料参数。用它来说明某些基本超材料结构的性质,会导致切合实际的和有用的结果。

周期结构的等值响应功能法可以扩展到大大超出等效媒质理论的传统极限,甚至自由空间波长可以与周期元尺寸是同一数量级的电磁波带隙材料。当其周期元是对称结构时,对于非均匀周期结构,正确的等效折射指数总是能够获得;波阻抗也能被赋值,但取决于周期元的终端状态。对于沿波传播方向不对称的结构,对应于波传播的两个关联方向,有两个不同值的阻抗被提取。阻抗的双值性导致确定 ϵ 和 μ 的重大模糊,并随着周期元尺寸与波长的比值升高而增大。分析显示,用于说明超材料特性这个方法,对于电磁波带隙材料是近似正确的。尽管如此,只需稍加改变,仍可成功用于带隙结构的初始设计。

涉及这些谐振、色散及其相关联、相结合的众多研究,已经和一定能持续地极大促进微波-天线领域的小型化、低翼形、模块化和集成化[11,12],以及满足电子、通信领域对材料日益增长的新的或特殊的要求。这些讨论所涉及波的不寻常传播和自然界没有出现的特异电磁性能,为介质与波(材料与电磁波)相互作用的近代研究带来一些崭新的概念和应用,并在不断地深入、扩大、丰富和发展。

当然,也引起学科间的相互作用,并开始出现有价值的结果。例如,与超材料有关的全电磁导体(perfect electromagnetic conductors)被讨论[13,14];某些很早以前的理论课题,借助于超材料的性质,现在能够被复活,像 Dyakonov 表面波近期被重新研究那样[15];企图产生超导超材料被发表[16,17];以及与电磁超材料的相似现象也出现在声学[18]。清楚地,源于谐振和色散的广义超材料将会对科学和技术产生大的和增长性的影响。

特别值得一提的是,原子水准的周期性提供在连续区域的各向异性,而离散水准的人造周期结构则产生独特的性质。这个概念同样适用于媒质中的声波,因而可以获得单负、双负参数(密度和弹性系数)的声学超材料。此外,由于声波波长接近电磁波的 10^5 倍,对光波或微波是各向同性的材料,而对弹性波则是各向异性的。这样一块材料就可以设计在同时运行于电磁波、声波和它们的耦合状态,电磁波超材料和声波超材料、EBG 和声波带隙(SBG)材料可以并存,也能使 EBG 和 SBG 均处于各向异性场合。这些性能的出现也为实现多功能灵巧(smarts)模块增添了非常重要依托。

顺便提一下,介质中的低频色散之一是源于偶极分子或偶极基团的弛豫极化。对含偶极分子物质的弛豫响应进行深入研究,想必将会对中草药成分的弛豫特征频率和食品中残毒(化合物)的定性判断起重要的作用。由于频率响应能提供物质中有一定浓度的偶极分子(基团)的弛豫信息,例如:在中草药配伍中偶极响应可以定性判断某些成分的消失和新成分的生成。在更广阔的领域,也许有可能成为定性判别某些物质受污染情况和判断某些未

知残留物的便易手段。此外,利用水在微波频段的 Cole-Cole 图想必可以回答纯水的大分子结构是不存在的。

参考文献

- [1] Fiedziuszko S J, Holme S. Dielectric materials, devices, and circuits. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 2002, 50(3): 706-720
- [2] Weigel R, Morgan D P, Owens J M, Ballato A, Lakin K M, Hashimoto K, Ruppel C C W. Microwave acoustic materials, devices, and applications. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 2002, 50(3): 738-749
- [3] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Sov. Phys. Uspekhi*, 1968, 10(4): 509-514 (originally in: *Usp. Fiz. Nauk*, 1967, 92: 517)
- [4] Eleftheriades G V, Vardaxoglou J C. (Eds.). Special issue on metamaterials LHM. *IET Microw. Antennas Propag.*, 2007, 1(1): 1-169
- [5] Grzegorzczak T M. (Ed.). Special issue on metamaterials exhibiting left-handed properties and negative refraction. *Progr. Electromagn. Res.*, 2005, 51: 1-341
- [6] Itoh T, Oliner A A. (Eds.). Special issue on metamaterials. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 2005, 53(4): 1413-1556
- [7] Zheludev N, Shalaev V. (Eds.). Special issue on nanostructured optical metamaterials: beyond photonic bandgap effects. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2005, 7(2): 1-254
- [8] Ziolkowski R. W, Engheta N. (Eds.). Special issue on metamaterials. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 2003, 51(10): 2546-2750
- [9] Pendry J B. (Ed.). Focus issue on negative refraction and metamaterials. *Opt. Express*, 2003, 11(7): 639-760
- [10] Sievenpiper D, Zhang L, Broas R F J, Alexopolous N G, Yablonovitch E. High-impedance electromagnetic surface with a forbidden frequency band. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 1999, 47(11): 2059-2074
- [11] 倪尔瑚, 凌家良. 微波谐振器-滤波器的小型化. 中国空间科学学会材料学术会议论文集, 大连, 2007: 155—165
- [12] 倪尔瑚. 材料科学中的介质谐振与色散. 中国空间科学学会材料学术会议论文集, 长沙, 2009: 313-318
- [13] Sihvola A H, Lindell I V. Perfect electromagnetic conductor as building block for complex materials. *Electromagnetics*, 2006, 26: 279-287
- [14] Lindell I V, Sihvola A H. The PEMC resonator. *J. Electromagn. Waves Appl.*, 2006, 20(7): 849-859
- [15] Artigas D, Torner L. Dyakonov surface waves in photonic metamaterials. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94: 013901
- [16] Ricci M, Orloff N, Anlage S M. Superconducting metamaterials. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, 87: 034102
- [17] Salehi H, Majedi A H, Mansour R R. Analysis and design of superconducting left-handed transmission lines. *IEEE Trans. Appl. Superconduct.*, 2005, 15(2): 996-999
- [18] Li J, Chan C T. Double-negative acoustic metamaterial. *Phys. Rev. E*, 2004, 70: paper no. 055602

目 录

绪 言

参考文献

第一章 介质的电学谐振	1
§ 1.1 介质谐振器和滤波器	1
1.1.1 介质谐振器的性质	2
1.1.2 介质谐振器中的波模	4
1.1.3 介质谐振器的模型	6
1.1.4 介质谐振器的耦合系数	10
1.1.5 介质谐振器滤波器	11
§ 1.2 介质中的耳语坑道(WG)谐振模	16
§ 1.3 金属图形贴片介质谐振器	19
1.3.1 TEM 模介质谐振器滤波器	19
1.3.2 $TE_{01\delta}$ 模金属开环贴片介质谐振器	22
1.3.3 矩形波导 $TE_{10\delta}$ 模金属带贴片介质谐振器	26
1.3.4 双面金属开环贴片介质谐振器	28
§ 1.4 介质谐振器天线	30
1.4.1 微带贴片天线	30
1.4.2 介质谐振器天线	32
参考文献	39
第二章 微波声学谐振	43
§ 2.1 声波和压电性	43
§ 2.2 微波体声波器件	47
2.2.1 BAW 器件的基本结构与等值电路	48
2.2.2 薄膜谐振器	49
2.2.3 薄膜谐振器滤波器	51
§ 2.3 微波表面声波器件	54
2.3.1 横向滤波器	55
2.3.2 谐振器滤波器	57
2.3.3 SAW 的其他应用举例	59

§ 2.4 薄膜体声波谐振器的电磁模拟..... 60

2.4.1 理论..... 61

2.4.2 模拟实例..... 63

参考文献 66

第三章 Veselago 媒质与超材料 70

§ 3.1 极化激元的谐振和色散..... 71

§ 3.2 微波负介电常数媒质..... 74

§ 3.3 微波负磁导率媒质..... 76

§ 3.4 Veselago 媒质 82

§ 3.5 光频下的负折射指数材料..... 87

§ 3.6 人造周期结构与超材料..... 97

3.6.1 超材料的概念..... 97

3.6.2 负折射指数的基本性质 100

3.6.3 超材料的材料参数 103

3.6.4 超材料的广义性 106

参考文献..... 107

第四章 复合右-左手材料的传输线结构 110

§ 4.1 LC 网络传输线模型 111

§ 4.2 集中参数 LC 网络结构 114

§ 4.3 分布参数网络模型 120

§ 4.4 LC 负载的传输线网络结构 122

§ 4.5 复合右-左手传输线结构的 Bloch 波法 130

4.5.1 等效媒质的概念 130

4.5.2 等效特征阻抗 132

§ 4.6 复合右-左手材料的某些微波特性 134

参考文献..... 139

第五章 电磁波带隙材料..... 142

§ 5.1 引言 142

§ 5.2 蘑菇状高阻抗表面与全磁导体 145

5.2.1 高阻抗表面的等效媒质模型 145

5.2.3 有限元法计算出的色散图 151

§ 5.3 单平面密集型电磁波带隙结构 152

§ 5.4 电磁波带隙材料色散关系中的其他性能 156

5.4.1 等效折射指数小于 1 和负折射现象 156

5.4.2 EBG 通带的其他性能 162

参考文献..... 167

第六章 确定有限周期结构的等效电磁参数	169
§ 6.1 周期结构超材料的分析与优化	169
§ 6.2 等效媒质与周期结构超材料	174
§ 6.3 提取电磁参数的局域场平均法	176
6.3.1 场量平均法	177
6.3.2 数字例子	181
6.3.3 场平均法的简短讨论	190
§ 6.4 非均质超材料电磁参数的 S 参数提取技术	191
6.4.1 S 参数提取方法	192
6.4.2 数字例子	198
6.4.3 S 参数提取法的简要讨论	203
§ 6.5 反射系数数列的复指数近似法	205
6.5.1 方法叙述	205
6.5.2 数字例子	207
6.5.3 反射法的简短讨论	217
§ 6.6 用简并模分离技术测量超材料的参数	219
参考文献	224
第七章 人造周期结构的电磁波散射特性和波模	227
§ 7.1 负参数媒质及其 S 参数	227
7.1.1 负参数媒质的 S 参数	227
7.1.2 从 S 参数实现人造磁性导体块	231
§ 7.2 软表面与硬表面	237
7.2.1 周期接地板的阻抗和反射系数	237
7.2.2 软运行及其带宽	239
7.2.3 硬运行及其带宽	240
7.2.4 表面波的波模和软/硬运行	241
7.2.5 软、硬、PEC 和 PMC 表面	241
7.2.6 蘑菇状 EBG 的 PMC 表面	242
§ 7.3 超材料接地板的表面波基模特性	245
7.3.1 问题的陈述和背景	245
7.3.2 双负参数接地板的波模性质	247
7.3.3 单负参数接地板的波模性质	253
7.3.4 数字例子	254
§ 7.4 单负参数板的消逝表面波波模	259
7.4.1 消逝表面波模的场方程	259
7.4.2 模方程的低频解	261
7.4.3 模方程的解	261

7.4.4 讨论 267

参考文献..... 268

第八章 手征超材料..... 270

§ 8.1 引言 270

§ 8.2 波场矢量与手征虚无媒质 272

8.2.1 波场矢量 272

8.2.2 手征虚无媒质 272

§ 8.3 手征虚无媒质的材料参数 274

8.3.1 材料参数模型 274

8.3.2 材料参数的限制 275

§ 8.4 手征虚无材料中的波 276

§ 8.5 手征虚无媒质界面的反射和折射 277

§ 8.6 从色散图分析负折射的手征途径 278

参考文献..... 282

第九章 磁感应波..... 283

§ 9.1 概况 283

§ 9.2 磁感应波的色散特性及空间谐振 284

§ 9.3 磁感应波的类声子色散曲线 288

§ 9.4 色散曲线的实验与理论比较 292

参考文献..... 295

第一章 介质的电学谐振

介质电学谐振的典型代表是介质谐振器。类似于金属壁谐振腔,在介质谐振器中也存在很多的谐振波模。最粗糙的近似是把介质谐振器视为金属壁(电壁)腔的对偶体,即磁壁腔或截止空间的介质谐振器。准确地说,介质谐振器先视为在虚拟磁壁截止波导中的谐振子,接着介质谐振器的周边磁壁被取消,变成以轴向两平行面形成的截止波导为负载的介质波导。可见,介质谐振器的轴向和径向都存在消逝波。电学谐振总是与滤波器、双(多)工器和天线紧密地联系在一起,当然,介质谐振器也不例外。

介质表面敷设金属或金属图形可作为等效介质,其整体也能实现电学谐振。其中微带贴片天线和 TEM 模介质谐振器已获得极广泛的应用和巨大发展。沿电场指向的金属图形贴片介质板的组合可视为一块能大大增强电偶极子的介质谐振器材料,也已步入器件的应用研制;易于用印刷电路板(PCB)技术或低温共烧陶瓷(LTCC)技术来实现。

介质电学谐振器件的谐振频率、电磁场分布、耦合系数等的准确分析,应采用各种方法的全波电磁模拟技术。

§ 1.1 介质谐振器和滤波器

1939 年,R. D. Richtmyer^[1]证明:未金属化的电介质物体能够起极类似于金属谐振腔的作用,称为介质谐振器(dielectric resonator)。然而,介质谐振器实际应用于微波电路却开始于 20 世纪 60 年代后期,这起因于高介材料在微波频率下的介质损耗的改善。在初期的介质谐振器和滤波器研究中,Harrison^[2]提出的带通滤波器结构是将 $TE_{01\delta}$ 模介质圆柱谐振器同轴地置于 TE_{01} 模截止圆波导中。Cohn^[3]给出计算相邻介质谐振器之间耦合系数的近似公式。但由于材料介电常数的温度稳定性比所要求的相差一个数量级,从而限制了 DR 滤波器的应用。

陶瓷介质谐振器有实质性的突破发生在 20 世纪 70 年代:第一个温度稳定的低损耗钽-钛陶瓷被 Raytheon^[4]发展;用正、负温度系数材料复合而形成温度稳定的微波介质谐振器被 Konishi^[5]发表;不久,一个性能有改进的变形钽-钛系被 Bell 实验室^[6]发表。这些积极结果导致介质谐振器成为微波器件。然而由于材料不足,没有商品可买到。下一个主要的突破来自村田(Murata)公司生产的 $(Zr, Sn)TiO_4$ 陶瓷^[7]。他们提供了温度系数在 $+10 \sim -12\text{ppm}/^\circ\text{C}$ 范围内可调节的制品,并把这些器件变成价格适中的商品。此后,介质谐振器的理论工作和应用飞速发展。如今,由介质谐振器构成的商品化电子元器件、组件,种类繁多,且很容易买到。

20 世纪 80 年代,陶瓷材料技术的突破和卫星通信的重大进展使 DR 的应用再度受到

重视,出现各种各样的微波电路构型和亚系统^[8-11]。随着许多具有高 Q 因子和低温度系数的新高介材料被发展,在有效使用的温度范围内,介质谐振器能够令人满意地被控制在低的温度系数。此外,新的滤波器技术也被发展,如双模滤波器、椭圆函数响应滤波器和 DR 滤波器的精确全波模拟和分析方法^[12-18]。这样,在过去的 30 年中介质谐振器和滤波器的稳定性和小型化获得惊人的进展,使 DR 滤波器有着低损耗、小尺寸和对温度超稳定性的优点。

自 20 世纪 90 年代以来,移动通信的快速进展大大增加了对高性能微波滤波器和双(多)工器的需求,以用于手机和基站。在地面移动通信系统工业中,单个滤波器的成本和生产批量是关键,而在卫星通信应用中,对体积和重量的要求是苛刻的。平面布置的 $TE_{01\delta}$ 模滤波器在平行馈电配置上具有许多优点,因而广泛地用于移动通信系统的基站^[13,19-27]。其中,除双模介质谐振腔滤波器^[26]和混合模介质谐振器滤波器^[16]外,高 Q 可调谐 DR 滤波器^[19]、双频带 DR 滤波器^[20]和单一 DR 的三模($TE_{01\delta}$, $TM_{01\delta}$, $TE_{11\delta}$)^[21]结构也相继被提出。

通常采用的有两种类型介质加载谐振腔滤波器。一种是 HE_{11} 双模谐振腔滤波器,它具有低损耗、小体积和椭圆函数响应;因而只需一半数目的腔体。另一种是 $TE_{01\delta}$ 单模谐振腔滤波器,它具有低损耗、可灵活布置结构和非常低的寄生性能。介质加载谐振腔滤波器的缺点是介质谐振器内在的寄生模特性,尤其是在双模结构中^[14-16,25,26]。以合理设计的 $TE_{01\delta}$ 和 HE_{11} 的混合模滤波器,DR 滤波器的寄生模性能能够被改善,而仍保持椭圆函数响应滤波器的优点。

介质谐振器也广泛地应用于手机中。当高介电常数材料成为同轴线的均匀介质时,则构成另一类 DR 滤波器。充介质的同轴谐振腔与充空气的比较,其尺寸缩小 $1/\sqrt{\epsilon_r}$ (ϵ_r 为相对介电常数),从而获得最大的尺寸下降;而谐振腔的损耗却以因子 $\sqrt{\epsilon_r}$ 升高,以及功率输送能力也随着降低^[17]。因此,同轴介质谐振腔滤波器常见于低功率和接收电路的应用。同轴型介质谐振器和滤波器的分析和设计相同于充空气的情况,将在稍后顾及。

1.1.1 介质谐振器的性质

我们已经知道,以自由空间为界面的介质体能在各种波模下实现谐振^[24,25,3],称介质谐振器(DR)。假使介电常数是高的,在给定谐振波模下的电场和磁场将被限制在谐振器的内部和近旁,并在一个比自由空间波长小得多的距离内衰减到可忽略的值。因此,辐射损耗是低的,谐振器的无载 Q 因子主要被介质体内部损耗限制。电场损耗的产生是由于介质材料的损耗角正切 $\tan\delta$ 。假使某一谐振模的所有电能几乎都贮存在介质谐振器的内部、而外部场又不产生损耗,则 DR 的无载 Q 因子极接近

$$Q_u = 1/\tan\delta \quad (1.1)$$

对于基模谐振器,DR 的尺寸接近介质材料中的半个波导波长(λ_d 取决于波模),并有 $\lambda_d \approx \lambda_a/\sqrt{\epsilon_r}$, ϵ_r 越大,这个关系越接近;这里 λ_a 为空气中的波导波长。这样介质谐振器的尺寸可以非常小于金属谐振腔。DR 的常规形状如图 1.1 所示。从理论研究得知,在这些形状中 $L < D$ 圆柱体介质[图 1.1(b)]使用最广泛,因为它有许多优点。但在 DR 四周必须加载截止腔,即在实际电路应用中,常要求固定 DR 在导体壁和(或)其他介质的适当近程位置。图 1.2 给出一种加载截止金属闭腔的介质谐振器。

对于所有实际应用的 DR,由于在四周金属屏蔽壳内的辐射和散射,总是有一些外部损

耗。这些损耗导致降低 Q_u ，而介质外部贮藏的电场则会升高 Q_u 。目前，可用于制作介质谐振器的材料，其相对介电常数值常为 20~100。当介电常数的数量级为 100 或更高时，这些效应是小的，式(1.1)是 DR 无载 Q 的很好近似。

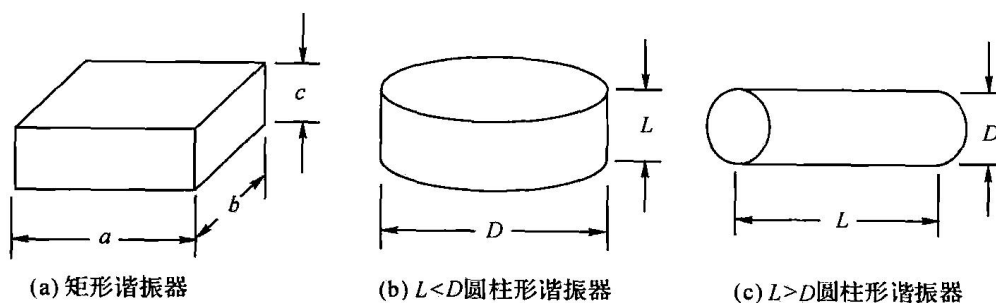


图 1.1 三种简单形状的介质谐振器

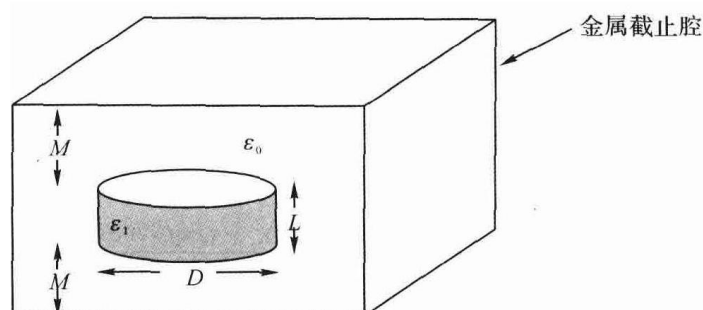


图 1.2 截止闭腔内的介质谐振器

如果加载的只有截止金属腔，且金属外壳内的体积是介质谐振器的 2~3 倍，在谐振频率下，绝大部分能量被储藏在介质内，外壳阻止了电磁波的辐射。因为外壳是远离介质的，所以可以忽略其电导损耗对介质 Q_u 的影响，即腔体内部的损耗实际上只受介质谐振器的损耗控制，式(1.1)仍是很好的近似。同时，由 DR 外场在金属屏蔽壳表面引起的电流没有严重影响谐振频率，结构的谐振频率极大地取决于介质尺寸和介电常数。在理论分析中，当所有的边界微扰被计及时，一个准确的谐振频率是可以得到的。当然，还要求用专用的介质支架(柱)来固定介质谐振器，但必须特别当心，以阻止其 Q 因子和谐振频率稳定度的下降。

对于 DR 的应用，除介质材料的介电常数和无载 Q 外，另一重要的材料性质是谐振频率的温度系数 τ_f ，它由三个独立的因子组成：介电常数的温度系数 τ_ϵ ，材料的热膨胀系数 α_t ，和固定 DR 的周围介质或支架的热膨胀系数。由本征材料参数引起的谐振频率移动 Δf 与各温度系数的关系为

$$\tau_f = \frac{\Delta f}{f} \approx -\frac{\tau_\epsilon}{2} - \alpha_t \quad (1.2)$$

表 1.1 给出当前微波应用中有代表性的陶瓷材料。图 1.3 给出常用介质谐振器材料的介电常数和无载 Q 因子(常用 $Q \cdot f$ 表示)的频率特性。

表 1.1 常用的介质谐振器材料及其性能

材料组分	ϵ_r	$Q \times f/\text{GHz}$	$\tau_f/(\times 10^{-6}/^\circ\text{C})$	参考文献
MgTiO ₃ -CaTiO ₃	21	55 000	+10~-10	[7]
Ba(Sn,Mg,Ta)O ₃	25	200 000	+5~-5	[27]
Ba(Zn,Ta)O ₃	30	168 000	+5~-5	[28]
Ba(Zr,Zn,Ta)O ₃	30	100 000	+5~-5	[29]
(Zr,Sn)TiO ₄	38	50 000	+5~-5	[30]
(Ca,Nd)(Ti,Al)O ₃	44	50 000	+8~-7	[31]
Ba ₂ Ti ₉ O ₂₀	40	32 000	+10~+2	[32]
BaO-PbO-Nd ₂ O ₃ -TiO ₂	90	5 000	+10~-10	[30]

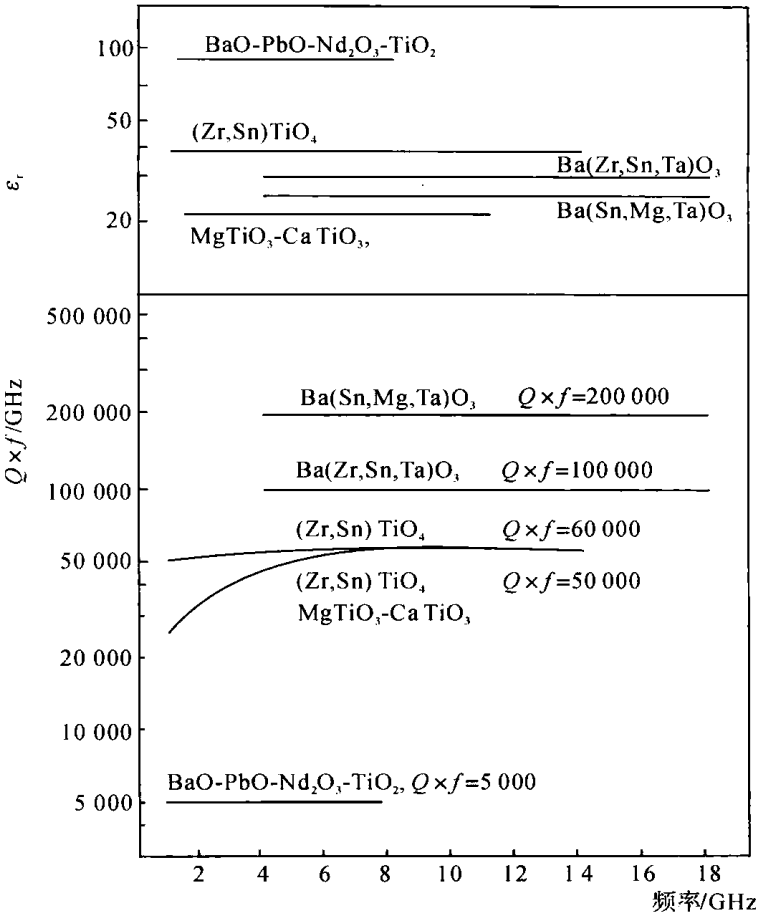


图 1.3 某些介质谐振器材料的介电常数和无载 Q 因子的频率特性

1.1.2 介质谐振器中的波模

介质谐振器最常用的形状常常是一个长度 L 小于它直径 D 的柱面圆盘[图 1.1(b)]。按这个形状,其最低频率谐振模是 $\text{TE}_{01\delta}$ 模^[24,33],它有一个圆环电场分布,如图 1.4(a)所示。磁场最强是在圆盘轴向,并超出圆盘足够的距离。这个场类似于轴向磁偶极子。对于 $L > D$ 的情况[图 1.1(c)],其基模是 $\text{TM}_{01\delta}$ 模,它有一个横切于轴的等效磁偶极矩,如图 1.4(b)所示。在 $\text{TE}_{01\delta}$ 模和 $\text{TM}_{01\delta}$ 模附近,在 DR 中还存在许多另外的高次模。其中最熟悉的一个是 HE_{11} 模,它常用于构成双模滤波器。 HE_{11} 模的电场和磁场是沿方位角方向变化的,如图 1.4(c)所示。

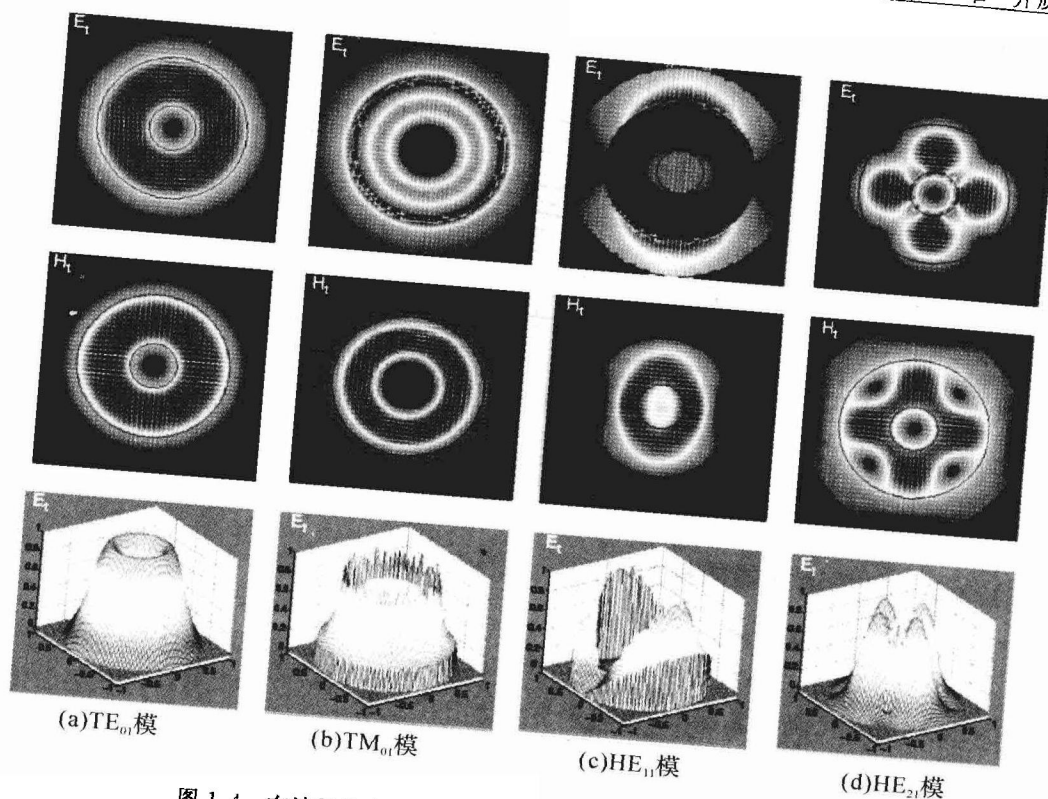


图 1.4 在波导腔内的介质环谐振器的场线图和 3-维场强分布

介质谐振器的缺点是各个模的谐振频率彼此接近。为 DR 的广泛实际应用, 谐振器的设计目标之一是将运行模的谐振频率尽可能远离其他模的谐振频率。屏蔽壁总是安排在大于 DR 直径的距离, 使其很小或不影响介质谐振器的性能。DR 自身的高度 l 与直径 d 的比对调谐和 Q 因子也有某些影响, 对于 $TE_{01\delta}$ 模的运行, 为最佳 Q 和最少高次模干扰, 推荐选择 $l/d=0.4$ 。图 1.5 是加载截止腔 DR 的典型波模与比值 l/d 的关系^[12]。

在 DR 中心引入一个孔, 形成环形谐振器, 能改善 TE_{01} 基模与高次模的分离^[9]。图 1.6 给出介质内孔直径是如何影响整体 DR 寄生特性的。这个特性可用于改善介质负载滤波器的寄生性质。

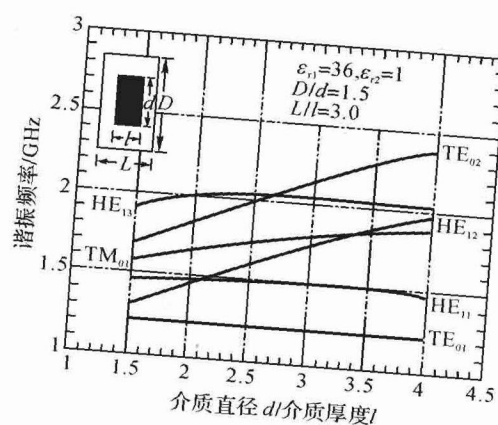


图 1.5 截止腔中的 DR 波模图作为直径/厚度比的函数