



高新科技译丛

Electromagnetic Fields in Cavities
Deterministic and Statistical Theories

腔体内电磁环境 ——确定性及统计性理论

【美】David A. Hill 著 程二威 刘逸飞 贾锐 译

WILEY | 北

国防工业出版社
National Defense Industry Press



装备科技译著出版基金

腔体内电磁环境 ——确定性及统计性理论

Electromagnetic Fields in Cavities:
Deterministic and Statistical Theories

[美] David A. Hill

程二威 刘逸飞 贾



国防工业出版社

· 北京 ·

著作权合同登记 图字:军-2015-026号

图书在版编目(CIP)数据

腔体内电磁环境:确定性及统计性理论/(美)戴维 A. 希尔(David A. Hill)著;程二威,刘逸飞,贾锐译. —北京:国防工业出版社,2018.1

书名原文:Electromagnetic Fields in Cavities;
Deterministic and Statistical Theories

ISBN 978-7-118-10919-1

I. ①腔… II. ①戴… ②程… ③刘… ④贾… III.
①电磁环境-研究 IV. ①X21

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2017)第 298381 号

Electromagnetic Fields in Cavities;Deterministic and Statistical Theories by David A. Hill.

ISBN 978-0-470-46590-5

Copyright©2009 by Institute of Electrical and Electronics Engineers. All Rights Reserved.

This translation published by John Wiley & Sons. No part of this book may be reproduced in any form without the written permission of the original copyrights holder.

本书中文版由 John Wiley & Sons 授权国防工业出版社独家出版发行。

版权所有,侵权必究。

※

国防工业出版社出版发行

(北京市海淀区紫竹院南路 23 号 邮政编码 100048)

三河市众誉天成印务有限公司

新华书店经售

*

开本 710×1000 1/16 印张 14¼ 字数 270 千字

2018 年 1 月第 1 版第 1 次印刷 印数 1—1500 册 定价 88.00 元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

国防书店:(010)88540777

发行邮购:(010)88540776

发行传真:(010)88540755

发行业务:(010)88540717

译者序

在大型飞机、航天飞行器、电气化机车、武器装备、工业控制、移动通信等领域,绝大多数仪器设备、灵敏器件和传感器,特别是一些易燃易爆物质和油料等危险品都处于某种形式的电大尺寸腔体之中,腔体内的电磁环境及其与电子系统的相互作用是一种广泛存在的问题,对现代敏感电子系统和装备影响巨大。开展腔体内电磁环境与电子系统或网络的耦合规律研究具有很强的理论意义和重要的实践应用价值,对于各类航天器、大型装备、车辆以及易燃易爆危险物质的安全性和防护加固技术的研究都具有重要意义。

本书由美国科罗拉多大学教授、IEEE 终身会士、世界知名的混响室领域专家 David A. Hill 撰写,全书共分为两大部分:第一部分相对集中地介绍了确定性电磁场理论;第二部分反映了国际最新研究热点——腔体内电磁场的统计特性,特别是混响室相关理论和应用。本书内容有助于读者运用统计方法来分析和预测大型复杂腔体内部的电磁特性。初学者需要从第一部分开始阅读,有一定基础的学者可以根据研究兴趣直接阅读第二部分的相关章节。

衷心感谢为出版此书做出贡献的所有人,感谢刘逸飞博士协助翻译了第 9 章~第 11 章,贾锐博士协助翻译了第 7 章和第 8 章,解云虹老师对全书做了审校。

由于译者水平有限,难免存在不妥之处,敬请读者批评指正。

程二威

前 言

腔体内的电磁场(或声学场)是一门有着悠久研究历史和丰富文献资料的学科,本书致力于研究腔体内电磁场这一领域主要有两个目的:首先是介绍分散在众多图书和杂志中的确定性腔体理论,本书第一部分(确定性理论)将这些分散的知识集中到一起,以方便读者阅读;其次,近些年研究表明,需要利用统计方法来预测和解释大型、复杂腔体内的电磁特性。由于这些统计方法正处于一个快速发展的阶段,本书第二部分(电大尺寸腔体的统计理论)用来对当前的统计理论及其应用进行详细说明。我对腔体内统计场开始感兴趣,始于分析混响室(或模式搅拌腔室)时,它们是专门设计用来产生统计特性场环境的电磁兼容测试场地。

本书第一部分是确定性理论。第1章包括了麦克斯韦方程组及其在计算一般形状空腔谐振模式方面的应用。模密度(很小带宽内模式数与频率的微分)取决于腔室的体积和工作频率,该值的渐进结果(对于电大腔体)是一个很大的量,这些内容在第二部分中是非常重要的。第1章中的内容同样还包括腔体的品质因数(由墙体损耗决定)、腔体激励(激励源问题)和微扰理论(一些细小填充物或墙体微变形),这些内容对设计高品质因数的微波谐振器和对材料特性的测量来说,是非常重要的。

第2章至第4章的内容涵盖了三个不同形状的腔体(矩形、圆柱形、球形),它们的波矢量方程是可分离的,其谐振模式和谐振频率可以通过分离变量来获得。对于不同形状的腔体,分析了由墙体损耗确定的品质因数。在腔体的实际应用中,其内部需要激励起电磁波,书中通过并矢格林函数对腔体激励问题进行了最简洁的描述,并给出了由 C. T. Tai(并矢格林函数领域的专家)得到的三种不同形状腔体的并矢格林函数的具体形式。对于理想导体的墙壁,并矢格林函数在谐振频率处为无穷大,但是由于墙体损耗(有限的品质因数)消除了这种无穷大的情况。

第二部分中关于统计方面的内容是本书的创新性部分。第5章介绍了采用统计方法的原因,普遍认为由于驻波的存在,大型复杂腔体在单一频率或某一点的电磁场差异是非常大的。然而某些电场的统计特性与腔体参数是紧密相关或相当敏感的。第6章介绍了概率的概念,定义了后面章节需要用到的符号。

第7章介绍了统计理论在混响室中的应用。由于每一列平面波均满足无源的

麦克斯韦方程组,并且其统计特性与平面波的系数是一致的,因此可以用平面波的积分形式表示场。该理论能够用来推导电场和磁场的统计特性,包括标量分量和其平方值的概率密度函数,比较了本章和后面章节中的理论结果与实验结果,相关实验是在美国国家标准与技术研究院(NIST)的机械搅拌混响室内进行的。平面波的积分形式在推导场的空间相关函数与能量密度、天线或受试设备的响应,以及复杂腔室的品质因数(该品质因数由墙体损耗、吸收负载、孔缝泄漏和天线加载共同决定)方面是非常有帮助的。由于混响室是互易的测试设备,同样对电磁兼容辐射发射测试(总辐射功率)进行了分析,并以某一受试设备为例进行了验证。

第8章用第7章中的知识对孔缝激励电大尺寸腔体的问题进行了处理,这是电磁兼容应用中一个十分重要的问题。用功率守恒来推导腔室内场强的统计结果,并用实验结果验证了理论值。

第9章研究了不同于第7章中的空间统计均匀场环境的情况,并对代替机械搅拌方式的频率搅拌(增大常用连续波的带宽)进行了分析,频率搅拌能够产生空间统计均匀的场环境。对发射天线的直射耦合(未搅拌能量)的影响也进行了分析和测量,并且用 Rice PDF 替换了常用的瑞利概率密度函数(PDF)。

第10章主要介绍了如何应用混响室解决实际问题。在嵌套混响室内,通过在测试窗口加载试样来计算薄材料的屏蔽效能,并采用几种不同的方法对大、小屏蔽腔体的屏蔽效能(SE)进行了计算。通过测量腔室的品质因数来推测测试天线的效率或耗散材料的吸收横截面积。

第11章主要讨论了几种室内无线传播模型,这对庞大的无线通信产业来说是十分重要的,即接收器或发送器(或两者)位于建筑物内的情况。除了某些金属墙体的工厂外,建筑物和房间的品质因数都相当低,以此建立经验传播模型。对一些模型及实验数据的路径损耗、时空特征(包括均方根延迟扩展)和到达角度等相关内容进行了论述。也研究了通过加载混响室或改变搅拌能量和未搅拌能量比值的方法来仿真室内无线通信系统的可行性。

本书有10个附录。附录A、B、C涵盖了矢量分析的标准内容和特定函数,主要是为了使本书知识结构更为完整。附录D是关于腔体场的混沌作用,因为在该领域公开发表了大量文献,并且出现了不一致的地方。为了澄清这个问题,简要讨论了射线混沌和波混沌。附录E、F是关于两个简单天线的响应(短电偶极子和小环天线),这里可以很容易地证明,它们的响应能够推广到混响室内天线的一般性结果。附录G使用射线理论来说明模式搅拌器必须是电大且与混响室的尺寸相当,这样才能有效地搅拌场。附录H用一个典型的球形吸收作为混响室理论和实测吸收的一个好的例子。附录I利用 Bethe 孔理论推导出混响室平均入射角和极化环境下一个小的圆形孔缝(另一个典型的几何形状)的传输断面。附录J为缩

放。因为大量关于缩比模型的文献为了和真实物体(如飞机)进行比较,需要缩放几何尺寸、频率,但在对材料进行缩放时遇到了困难。

本书的部分内容是非常前沿的,但也有一部分内容是对已有文献的总结。由于有大量研究文献与腔室内电磁场有关,并且随着统计方法的快速发展,不可避免地导致一些重要的参考文献被遗漏。对此,我深深地向作者致歉。

本书主要供研究人员、工程师和研究生使用。实际上,本书内容适用于微波谐振器、电磁兼容、室内无线通信等方面,其理论部分对其他应用来说也是足够全面的。

我衷心地感谢每一位对本书做出贡献的人,我要感谢我的 NIST 同事们和其他非 NIST 的研究人员,他们给了我许多启发性的讨论。另外,我还要感谢 Perry Wilson 博士、Robert Johnk 博士、Claude Weil 博士和 David Smith 博士,感谢他们对手稿的修订。最重要的是,我的 NIST 的同事们进行了长时间的实验和数据处理,特别是 Galen Koepke 和 John Ladbury 提供的实验数据,一方面可以与理论进行比较,另一方面为理解和认知腔体统计电磁场的复杂特性提供了现实意义。

David A. Hill

目 录

第一部分 确定性理论

第 1 章 简介	3
1.1 麦克斯韦方程	3
1.2 空腔模式	4
1.3 墙体损耗	7
1.4 腔体激励	10
1.5 微扰理论	13
1.5.1 腔体的小样本微扰	13
1.5.2 腔壁有微小变形	16
问题	19
第 2 章 矩形腔体	20
2.1 谐振模式	20
2.2 墙面损耗和腔体 Q 值	24
2.3 并矢格林函数	26
2.3.1 无源场	28
2.3.2 有源场	29
问题	30
第 3 章 圆柱腔体	32
3.1 谐振模式	32
3.2 墙面损耗和腔体 Q 值	37
3.3 并矢格林函数	38
3.3.1 无源场	40
3.3.2 有源场	41

问题	41
第4章 球形腔体	42
4.1 谐振模式	42
4.2 墙壁损耗和腔体 Q 值	48
4.3 并矢格林函数	50
4.3.1 无源场	52
4.3.2 有源场	52
4.4 地面电离层腔体中的舒曼响应	53
问题	56

第二部分 电大尺寸腔体的统计理论

第5章 统计方法的动机	59
5.1 缺失详细信息	59
5.2 场对于腔体几何形状和激励的敏感性	59
5.3 结果说明	61
问题	61
第6章 概率基础	62
6.1 简介	62
6.2 概率密度函数	63
6.3 常见的概率密度函数	64
6.4 累计分布函数	65
6.5 确定概率密度函数的方法	66
问题	67
第7章 混响室	69
7.1 平面波积分描述场	69
7.2 电场和磁场的理想统计特性	71
7.3 场量的概率密度函数	74
7.4 场量以及能量密度的空间相关函数	76
7.4.1 复杂的电场和磁场	77
7.4.2 混合电场、磁场分量	80

7.4.3	场分量的平方	81
7.4.4	能量密度	83
7.4.5	功率密度	84
7.5	天线或受试设备响应	85
7.6	损耗机理以及腔室品质因数 Q	87
7.7	互易法和辐射发射	92
7.7.1	辐射功率	92
7.7.2	辐射敏感度的互易关系	94
7.8	边界场	97
7.8.1	平界面	97
7.8.2	直角弯曲	101
7.8.3	直角拐角	105
7.8.4	概率密度函数	109
7.9	增强发射天线的后向散射	110
7.9.1	几何光学公式	110
7.9.2	平面波积分公式	112
问题		113
第 8 章	电大有损腔体的缝隙激励	115
8.1	缝隙激励	115
8.1.1	任意形状的缝隙	116
8.1.2	圆形缝隙	117
8.2	功率平衡	118
8.2.1	屏蔽效能	118
8.2.2	时间常数	119
8.3	屏蔽效能的实验结果	120
问题		124
第 9 章	均匀场模型的扩展	126
9.1	频率搅拌	126
9.1.1	格林函数	126
9.1.2	场均匀性估计	128
9.1.3	非零带宽	129
9.2	未搅拌的能量	133

9.3 其他可选择的概率密度函数	135
问题	138
第10章 混响室的进一步应用	139
10.1 嵌套混响室测试屏蔽效能	139
10.1.1 原始测试方法	139
10.1.2 改进的测试方法	140
10.1.3 测试结果	143
10.2 箱体屏蔽效能的评价	146
10.2.1 嵌套混响室方法	146
10.2.2 实验配置和测试结果	146
10.3 天线接收效率的测量	149
10.3.1 接收天线的效率	149
10.3.2 发射天线的效率	150
10.4 吸收横截面积的测量	151
问题	153
第11章 室内无线传播	154
11.1 总体考虑	154
11.2 路径损耗模型	154
11.3 时间特性	156
11.3.1 混响模型	156
11.3.2 离散多径模型	159
11.3.3 低 Q 值腔室	161
11.4 到达角度	165
11.4.1 混响模型	166
11.4.2 实际建筑的测试结果	167
11.5 混响室仿真	168
11.5.1 一个发射天线下的可调 K 因子	169
11.5.2 两个发射天线下的可调 K 因子	170
11.5.3 有效的 K 因子	170
11.5.4 实验结果	172
问题	175

附录 A	矢量分析	177
附录 B	连带勒让德函数	181
附录 C	球贝塞尔函数	183
附录 D	腔体场的混沌效应	185
附录 E	短电偶极子响应	187
附录 F	小环天线响应	188
附录 G	室内射线理论分析	190
附录 H	均匀球的吸收	192
附录 I	小圆孔的传输横截面	195
附录 J	缩放	196
参考文献		199

第一部分 确定性理论

第1章 简介

在第一部分中讨论的腔体由一定界限的导电墙壁和内部填充的均匀电介质(通常为自由空间)构成。在简要讨论电磁场的基本理论之后,本章探索腔体内部模式及其激励的一般特性。第一部分剩下的三章给出常用的不同几何形状的腔体(第2章的矩形腔体,第3章的圆柱形腔体,第4章的球形腔体)的谐振模频率、场结构、品质因数 $Q^{[1]}$ 和并矢格林函数 $^{[2]}$ 的详细表达式。本书全部采用国际单位制。

1.1 麦克斯韦方程

由于在本书中讨论的场都是时谐场,因而场和信号源都有时间系数 $\exp(-i\omega t)$,其中角频率 ω 由 $\omega=2\pi f$ 得出,始终与时间相关。麦克斯韦方程的微分形式对分析腔体内场的模型是最有效的。依据文献[2],3个独立的麦克斯韦方程式为

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B} \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} - i\omega \mathbf{D} \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = i\omega \rho \quad (1.3)$$

式中; $\mathbf{E}$ 为电场强度(V/m); $\mathbf{B}$ 为磁感应强度(T); $\mathbf{H}$ 为磁场强度(A/m); $\mathbf{D}$ 为电位移(C/m^2); $\mathbf{J}$ 为电流密度(A/m^2); ρ 为电荷密度(C/m^3)。式(1.1)是法拉第定律的微分形式,式(1.2)是安培—麦克斯韦定律的微分形式,式(1.3)是连续性方程。

两个相关的麦克斯韦方程可以由式(1.1)~式(1.3)得到。对式(1.1)求散度,得到

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.4)$$

对式(1.2)两边求散度并与式(1.3)相加得到

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1.5)$$

式(1.4)是高斯磁场定律的微分形式,式(1.5)是高斯电场定律的微分形式。另一种观点认为式(1.1)、式(1.2)和式(1.5)是独立的,式(1.3)和式(1.4)是相关的,但是这也不能对公式做任何改变。为了介绍麦克斯韦方程的对偶性,有时也在式(1.1)的右侧加上磁流,在式(1.4)的右边加上磁荷 $^{[3]}$ 。但是,本书我们不这么做。

在很多课本中如文献[4]可以找到式(1.1)~式(1.5)的积分或随时间变化的

形式。矢量 $\mathbf{E}$ 的复数形式含有位置和角频率,但是除非需要证明这种依赖通常被忽略。真正的场量依赖于时间和空间位置,如电场 $\mathbf{E}$,可以由下面的矢量式得到:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sqrt{2} \operatorname{Re} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \exp(-i\omega t)] \quad (1.6)$$

式中: Re 代表实部。式(1.6)中的系数 $\sqrt{2}$ 引入了 Harrington 计数法^[3],并且消去平方的 1/2,如功率密度和能量密度。它同时也表示矢量代表的是均方根的值而不是峰值。

为了求解麦克斯韦方程,还需要更多基本关系式的信息。对于各向同性的介质,基本关系可以写为

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1.7)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (1.8)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.9)$$

式中: ϵ 为介电常数(F/m); μ 为磁导率(H/m); σ 为电导率(S/m)。总体来看, ϵ 、 μ 和 σ 都是与频率有关的复数。实际上,还有比式(1.7)和式(1.9)更基本的关系式^[5],这里不讨论它们。

在许多问题中,都把 $\mathbf{J}$ 当作源电流密度而不是感应电流密度,问题是它决定 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 服从于指定的边界条件。这时,式(1.1)和式(1.2)可以写为

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mu \mathbf{H} \quad (1.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} - i\omega \epsilon \mathbf{H} \quad (1.11)$$

式(1.10)和式(1.11)是两个矢量方程,其中 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 是两个未知矢量。相当于含 6 个标量未知量的 6 个标量方程。把 $\mathbf{H}$ 代入式(1.10), $\mathbf{E}$ 代入式(1.11)中,可以得到各向异性的矢量波动方程:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = i\omega \mu \mathbf{J} \quad (1.12)$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} - k^2 \mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{J} \quad (1.13)$$

式中: $k = \omega \sqrt{\mu \epsilon}$ 。第 2 章到第 4 章用并矢格林函数给出式(1.12)和式(1.13)满足腔壁的边界条件的简单解。

1.2 空腔模式

假设一个任意形状的简单连通腔体,其墙壁为理想导体,如图 1.1 所示。腔内均匀填充了电导率为 ϵ 、磁导率为 μ 的介质。腔的体积为 V ,表面积为 S 。因为墙壁是理想导体,所以墙壁表面的切向电场为 0,则有

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0 \quad (1.14)$$

式中, $\mathbf{n}$ 为从墙壁指向腔体外的单位矢量。由于腔体是自由源并且电导率与位置无关,因而电场强度的散度为 0,即

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1.15)$$

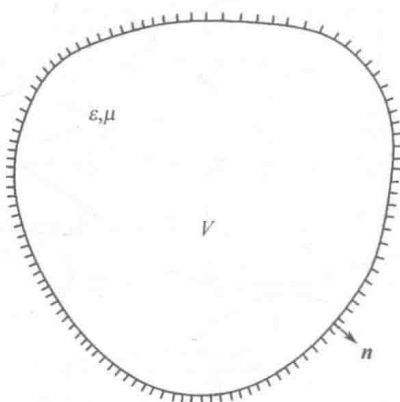


图 1.1 体积为 V 、墙壁为理想导体的空腔

如果把电流 $\mathbf{J}=0$ 代入式(1.12)中,可以获得齐次的矢量波动方程:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (1.16)$$

在计算腔体的模式时,可以直接计算式(1.16)。但是如果用下面的矢量等式代替双旋度方程将会更简单、更通用:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (1.17)$$

由于 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, 将式(1.17)代入式(1.16)化简,得到亥姆霍兹矢量方程:

$$(\nabla^2 + k^2) \mathbf{E} = 0 \quad (1.18)$$

最简单的拉普拉斯算符 ∇^2 是在正交坐标系时,此时 $\nabla^2 \mathbf{E}$ 可表示为

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mathbf{x} \nabla^2 E_x + \mathbf{y} \nabla^2 E_y + \mathbf{z} \nabla^2 E_z \quad (1.19)$$

式中: $\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$ 和 $\mathbf{z}$ 为单位矢量。

假设腔体的介电常数 ε 和磁导率 μ 都是实数。当 k 等于无限离散数本征值 k_p 实部中的一个(其中 $p=1, 2, 3, \dots$)时,式(1.14)、式(1.15)和式(1.18)存在不为0的多个解。对于每一个本征值 k_p , 都存在一个电场本征矢量 $\mathbf{E}_p$, 这种简并情况下2个或更多的本征矢量具有相同的本征值,第 p 个本征矢量满足

$$(-\nabla \times \nabla \times + k_p^2) \mathbf{E}_p = (\nabla^2 + k_p^2) \mathbf{E}_p = 0 \quad (\text{在体积内}) \quad (1.20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_p = 0 \quad (\text{在体积内}) \quad (1.21)$$

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}_p = 0 \quad (\text{在 } S \text{ 面}) \quad (1.22)$$

为了方便(和具有普适性),选择实数作为每个电场强度的本征矢量($\mathbf{E}_p = \mathbf{E}_p^*$, 其中 $*$ 代表复共轭)。

相应的磁感应强度可以由式(1.1)和式(1.8)确定,即

$$\mathbf{H}_p = \frac{1}{i\omega_p \mu} \nabla \times \mathbf{E}_p \quad (1.23)$$

式中:角频率 ω_p 为

$$\omega_p = \frac{k_p}{\sqrt{\mu \varepsilon}} \quad (1.24)$$