



当代
杰出青年
科学文库

等离子体 隐身技术

庄钊文 袁乃昌 刘少斌 莫锦军 著

当代杰出青年科学文库

等离子体隐身技术

庄钊文 袁乃昌 刘少斌 莫锦军 著

科学出版社

北京

内 容 简 介

本书主要从理论层面阐述等离子体隐身技术的效用,包括作者近几年从事等离子体隐身技术研究的成果、体会以及国内外同行的最新研究进展,但不涉及该技术的工程实现。全书共八章。第一、二章介绍等离子体物理学的基础知识和等离子体隐身技术的概念、优缺点等;第三、四章分别用射线理论和 WKB 方法分析等离子体的折射隐身和吸收隐身机理;第五、六章探讨数值计算方法在电磁波与等离子体相互作用研究中的应用,主要运用了几种时域有限差分方法的变形;第七、八章给出几个等离子体覆盖目标隐身特性的分析实例。

本书可供从事雷达系统、电子对抗、目标与环境特性、隐身与反隐身、计算电磁学等领域研究的科技人员及对等离子体隐身技术感兴趣的各行业读者参考。

图书在版编目(CIP)数据

等离子体隐身技术/庄钊文,袁乃昌,刘少斌等著. —北京:科学出版社, 2005

(当代杰出青年科学文库)

ISBN 7-03-014939-4

I. 等… II. ①庄… ②袁… ③刘… III. 等离子体物理学-研究
IV. O53

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2005)第 012243 号

责任编辑:李 锋 胡 凯/ 责任校对:包志虹

责任印制:安春生/ 封面设计:王 浩

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

中国科学院印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2005年7月第一版 开本: B5(720×1000)

2006年12月第二次印刷 印张: 16 1/4

印数: 2 001—3 000 字数: 307 000

定价: 48.00 元

(如有印装质量问题, 我社负责调换〈科印〉)

前 言

等离子体隐身技术是一种新概念、新原理的隐身技术；近几年来，受到世界各军事强国的广泛关注，成为隐身技术研究中一个十分活跃的分支。由于等离子体隐身具有不改变飞行器外形、吸波频带宽、吸收效率高、使用和维护方便、价格低等优点，在军事和空间技术领域上具有很高的学术价值和应用价值。

等离子体隐身技术的研究最早可以追溯到 1957 年。前苏联发射第一颗人造卫星“斯普特尼克 1 号”时，有关科学家就注意到球形人造卫星的电磁散射特性与普通金属球差别很大，分析表明这源于卫星穿越大气层时在体表形成的等离子体层的影响。1962 年，Swarner 首次发表了等离子体覆盖导体目标 RCS 的研究文章。20 世纪冷战期间，美国和前苏联进行的多次高空核爆试验证明，在高空中进行大当量（百位吨级）核爆炸，能形成完全阻断电波传播的数百公里等离子体区，当时曾有在这些等离子体区的掩护下实现大批量导弹突防的设想。但直到 20 世纪八九十年代以后，等离子体隐身技术的研究才有长足的进展，形成大量的研究成果。特别是最近几年，随着国外的部分研究进入工程应用阶段，等离子体隐身技术研究引起了国内外学者的极大关注，进入飞速发展阶段。我们撰写本书的目的是将近几年从事等离子体隐身技术研究的成果、体会以及国内外同行的最新研究汇编成册，供从事雷达系统、电子对抗、目标与环境特性、隐身与反隐身、计算电磁学等领域研究的科技人员及对等离子体隐身技术感兴趣的各行业读者参考。

全书共分八章。第一章是等离子体物理学的基础知识和基本概念；第二章简要介绍隐身与反隐身设计的主要手段，以及等离子体隐身技术的概念、优缺点和发展史；第三章给出等离子体内的射线理论，并据此分析等离子体的折射隐身特点；第四章用解析方法研究电磁波在等离子体中的传播特性，基于 WKB 方法研究了各种等离子体中等离子体参数、电磁波频率与碰撞吸收间的关系；第五、六章探讨数值计算方法在电磁波与等离子体相互作用研究中的应用，主要运用了几种时域有限差分方法的变形（第五章针对呈现色散性的非磁化等离子体，第六章针对各向异性的磁化等离子体）；第七、八章分别给出多个等离子体覆盖目标隐身特性的研究实例，并对结果进行了讨论（第七章针对简单的一维目标，第八章针对复杂的二维、三维目标）。附录是一个被广为引用的等离子体隐身实验，冗列于后，以供参考。

本书是作者所在课题组多年科研积累的结晶，其中的数值仿真实例主要取材于作者之一刘少斌的博士学位论文。在此我们要向先后与我们一道工作过的众多同事和研究生们表示衷心的感谢。感谢国防科学技术大学电子科学与工程学院、

南昌大学理学院在本书的撰写和出版过程中给予的帮助。感谢一切协助本书出版的人们。

等离子体隐身技术作为一门新兴学科，发展是日新月异的，加上作者水平有限，书中错漏之处难免，请读者不吝指正。

作 者

2004年9月于长沙

目 录

前言

第一章 等离子体物理学基础	1
1.1 等离子体的几个基本参数	1
1.1.1 等离子体判据和德拜长度	2
1.1.2 等离子体频率	3
1.1.3 回旋频率	4
1.2 等离子体的流体近似	5
1.2.1 时域麦克斯韦方程组	5
1.2.2 频域麦克斯韦方程组	6
1.2.3 流体近似下的等离子体方程	6
1.2.4 等离子体的极化模型和极化率	8
1.2.5 等离子体的导电模型和导电率	10
1.3 冷等离子体中电磁波的传播	11
1.4 磁等离子体中平行于磁场传播的电磁波	14
1.4.1 无碰撞磁等离子体中平行于磁场传播的电磁波	14
1.4.2 碰撞对磁等离子体中平行于磁场传播电磁波的影响	17
1.5 磁等离子体中垂直于磁场传播的电磁波	18
1.5.1 无碰撞磁等离子体中垂直于磁场传播的电磁波	18
1.5.2 碰撞对磁等离子体中垂直于磁场传播电磁波的影响	20
第二章 隐身、反隐身与等离子体隐身技术基础	22
2.1 常规隐身技术简介	22
2.1.1 目标的雷达特征	23
2.1.2 常见的隐身技术	25
2.2 常规反隐身技术简介	33
2.2.1 反隐身技术的研究成效	33
2.2.2 反隐身措施及手段	35
2.3 等离子体隐身技术简介	44
2.4 等离子体隐身技术的 WKB 方法基础	47
2.5 等离子体的 FDTD 方法进展	48
2.6 产生隐身等离子体的方法简介	49

第三章 等离子体内的射线理论与折射隐身	53
3.1 各向同性介质中的射线方程	53
3.2 各向异性介质中的射线方程	55
3.3 费马原理	60
3.4 不均匀等离子体球的电波轨迹方程	61
3.4.1 不均匀等离子体球的电波轨迹方程	61
3.4.2 不均匀等离子体球的电波轨迹	62
3.5 不均匀等离子体球的转折点	63
3.6 折射对目标 RCS 的缩减	65
第四章 电磁波在等离子体中传播的 WKB 方法	67
4.1 电磁波在缓变介质中传播的 WKB 方法	67
4.1.1 电磁波垂直入射时的 WKB 解	67
4.1.2 电磁波斜入射时的 WKB 解	71
4.1.3 电磁波的转折点和艾利积分	73
4.2 垂直入射到非磁化等离子体中的电磁波的碰撞吸收	75
4.2.1 等离子体电子密度分布与雷达频率的关系	75
4.2.2 非磁化等离子体对垂直入射电磁波的碰撞吸收的 WKB 方法	76
4.2.3 数值结果	77
4.3 斜入射到非磁化等离子体中的电磁波的碰撞吸收	85
4.3.1 分层非磁化等离子体碰撞吸收的 WKB 方法	85
4.3.2 数值计算结果	87
4.4 磁化等离子体对右、左旋极化电磁波的碰撞吸收	91
4.4.1 不均匀磁化等离子体对右、左旋极化电磁波的吸收特性	91
4.4.2 数值计算结果	93
4.5 不均匀磁化等离子体对异常模式电磁波的吸收特性	101
4.5.1 不均匀磁化等离子体片对异常模式电磁波的吸收	101
4.5.2 数值计算结果	102
4.6 磁化等离子体对电磁波吸收计算结果的检验	109
4.7 电磁波在时变等离子体中的传播	110
4.7.1 时变等离子体隐身的基本方程	111
4.7.2 快速产生的时变等离子体对入射电磁波的吸收及频率上移	112
4.7.3 快速产生的等离子体对入射电磁波的碰撞吸收	115
4.7.4 快速产生的等离子体对入射电磁波的反射	116
第五章 电磁波在非磁化等离子体中传播的 FDTD 方法	120
5.1 非磁化等离子体 FDTD 算法的稳定条件	121

5.2 各向同性色散媒质的递归卷积 FDTD 算法	122
5.2.1 RC-FDTD 算法的基本方程及原理	122
5.2.2 算法的有效性 with 实例	124
5.3 各向同性色散媒质的分段线性递归卷积 FDTD 算法	127
5.3.1 PLRC-FDTD 算法的基本原理和公式	127
5.3.2 几种色散媒质的递归卷积项迭代公式	128
5.3.3 PLRC-FDTD 方法的有效性和精度	130
5.4 各向同性色散媒质的电流密度卷积 FDTD 算法	132
5.4.1 JEC 算法	132
5.4.2 JEC 方法和 RC 方法的关系	133
5.4.3 JEC 方法的有效性和精度	135
5.5 各向同性色散媒质的分段线性电流密度卷积 FDTD 算法	136
5.5.1 PLJERC-FDTD 算法	136
5.5.2 PLJERC-FDTD 算法的有效性和精度	137
5.5.3 非磁化等离子体 PLJERC-FDTD 算法的算例	139
5.6 等离子体媒质的 Young 氏直接积分 FDTD 算法	141
5.6.1 等离子体 Young 氏直接积分 FDTD 算法	142
5.6.2 无碰撞等离子体的高阶 FDTD 算法	144
5.6.3 碰撞等离子体的高阶 FDTD 算法	149
5.7 几种色散媒质算法的数值色散和耗散误差比较	152
5.7.1 一维情况	152
5.7.2 二维情况	158
5.8 等离子体的方向交替隐式时域有限差分法	162
5.8.1 等离子体的 ADI-FDTD 公式	163
5.8.2 等离子体 ADI-FDTD 公式的稳定性分析	165
第六章 电磁波在磁化等离子体中传播的 FDTD 方法	168
6.1 磁等离子体的递归卷积 FDTD 算法	168
6.1.1 基本方程及原理	169
6.1.2 算法的有效性 with 实例	172
6.2 磁等离子体的分段线性递归卷积 FDTD 算法	175
6.2.1 基本方程及原理	175
6.2.2 算法的有效性 with 实例	179
6.3 磁等离子体的电流密度卷积 FDTD 算法	181
6.3.1 基本方程及原理	181
6.3.2 算法的有效性和精度	183
6.4 磁等离子体的辅助方程 FDTD 算法	185

6.4.1	基本方程及原理	185
6.4.2	算法的有效性和精度	186
6.5	磁等离子体的分段线性电流密度递归卷积 FDTD 算法	187
6.5.1	基本方程及原理	188
6.5.2	算法的有效性和精度	190
6.6	磁等离子体的 Young 氏直接积分法	192
6.7	时变磁等离子体的直接积分法	193
6.7.1	FDTD 算法	193
6.7.2	算法的有效性	197
第七章	一维目标等离子体隐身的 FDTD 计算	200
7.1	非磁化等离子体覆盖目标的电磁反射的 FDTD 分析	201
7.1.1	麦克斯韦基本方程及 FDTD 算法	201
7.1.2	计算结果和讨论	202
7.2	时变等离子体覆盖目标的电磁反射的 FDTD 分析	207
7.2.1	FDTD 算法	208
7.2.2	计算结果与讨论	209
7.3	磁等离子体覆盖目标的电磁反射的 FDTD 分析	214
第八章	高维目标等离子体隐身的 FDTD 计算	218
8.1	不均匀非磁化等离子体覆盖导体圆柱的双站散射特性	218
8.2	不均匀等离子体覆盖导体柱的宽带后向散射特性	221
8.3	时变等离子体覆盖导体圆柱的双站散射特性	222
8.3.1	FDTD 算法	222
8.3.2	计算结果与讨论	223
8.4	等离子体覆盖三维简单目标的电磁散射特性	226
8.4.1	等离子体对电磁脉冲的响应	226
8.4.2	等离子体覆盖立方体的双站散射特性	228
8.5	不均匀非磁化等离子体覆盖复杂三维目标的 RCS	230
参考文献	237
附录 AD-A250710 报告的等离子体隐身实验	245

第一章 等离子体物理学基础

【摘要】 本章简要介绍了等离子体物理学基础，对等离子体的性质进行了简要的叙述。给出了等离子体常用的几个参数，介绍了等离子体流体近似及其对应的麦克斯韦方程组。对电磁波在非磁化等离子体和磁化等离子体中的传播进行了简单的介绍和讨论。

1.1 等离子体的几个基本参数

等离子体 (plasma) 是由大量带电粒子组成的非束缚态宏观体系，它包含自由电子、自由离子，也可能存在中性粒子；是物质三种形态固体、液体、气体之后的第四种物质形态，其广泛存在于自然界中。任何不带电的普通气体在受到外界高能作用后（如对气体施加高能粒子轰击、强激光照射、高压气体放电、热致电离等方法），部分原子中电子吸收的能量超过原子电离能后脱离原子核的束缚而成为自由电子；同时原子因失去电子而成为带正电的离子。这样原中性气体因电离将转变成由大量自由电子、正离子和部分中性原子组成的与原气体具有不同性质的物质，这种物质就称为等离子体。但并非所有的自由电子、正离子和部分中性原子组成的物质都是等离子体，只有具有足够高的电离度的电离气体才具有等离子体的性质，才能称为等离子体。粗略地说，等离子体是带电的，具有“电性”；而普通气体是不带电的，具有“中性”。当体系中“电性”比“中性”更重要时，这一体系可以称为等离子体。

等离子体具有数密度近似相等的自由电子和正离子，在整体上呈电中性，并表现出显著的集体行为；等离子体的运动主要受电磁场力的作用与支配，对电磁波的传播有很大的影响；等离子体具有良好的导电性。如果普通气体中有 0.1% 的气体被电离，这种气体就有显著的集体行为，具有很好的等离子体性质。如果电离气体增加到 1%，这样的等离子体便成为导电率很大的理想导体。在军事上，核爆炸，放射性同位素的射线，高超音速飞行器的激波，燃料中掺有铯、钾、钠等易电离成分的火箭和喷气式飞机的射流，都可以形成弱电离等离子体。进入大气层的物体也可在其四周形成等离子体。

处于热力学平衡态的气体总会产生一定程度的电离，其电离度由萨哈 (Saha) 方程给出

$$\frac{n_i}{n_0} \approx 3 \times 10^{15} \frac{T^{3/2}}{n_i} \exp(-E_i/T) \quad (1.1)$$

其中， n_i 、 n_0 分别为离子和原子的密度； T 为温度； E_i 为电离能。式 (1.1)

中，温度的单位为电子伏特 (eV)，与开尔文 (K) 的换算关系为

$$1\text{eV} = 11600\text{K} \quad (1.2)$$

在室温下，系统的电离度很低。例如， $T=300\text{K}$ 时，空气的离子和原子密度之比（电离度）为： $n_i/n_0 \approx 10^{-122}$ 。显然，在室温下由于电离度太低，体系的“中性”比“电性”更加重要，体系不具有等离子体性质，为气体。随着体系温度的逐步升高，系统的电离度越来越大，系统将由气体逐步向等离子体过渡。

下面我们讨论等离子体判据和几个等离子体参数。

1.1.1 等离子体判据和德拜长度

如果无特别声明，本书讨论的等离子体由电子和一价正电荷离子组成。

等离子体行为的一个基本特征是它具有屏蔽掉作用于它上面的电势的能力。假定在等离子体内插入一个带电球体，带电球体会吸引带相反电荷的粒子，在带电球的周围形成电荷云（这里，我们假定带电球的表面有介电层阻止了电荷在带电球表面的复合）。对冷等离子体，不考虑电子的热运动，则电荷云中的电荷与带电球的电荷刚好相同。因此，这种屏蔽是完全的，即电荷云外不再存在电场。另一方面，如果等离子体的温度是有限的，则处于电荷云边缘（此处的电场较弱）的那些粒子就有足够的热能逃逸出静电势阱。此时，电荷云边缘出现在势能近似等于粒子热能的半径上，这时屏蔽是不完全的，带电球体将在等离子体中引起有限的电场（其电势的量级为 T_e/e ， T_e 是等离子体中电子温度），这种屏蔽称为德拜屏蔽。下面对静态的德拜屏蔽做一个简要的分析。静电场满足泊松 (Poisson) 方程

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_i - n_e) \quad (1.3)$$

这里， n_i ， n_e 分别为离子和电子的数密度。

在热平衡状态下，电子满足玻尔兹曼分布，离子被认为不动，构成密度均匀的背景，则有

$$n_i = n_0, \quad n_e = n_0 \exp(-e\varphi/kT_e) \quad (1.4)$$

$k=1.38 \times 10^{-23}\text{J/K}$ 是玻尔兹曼常数； n_0 是未受影响时 ($\varphi=0$ 处) 等离子体中离子的密度。

从上式可以看出，当 $|e\varphi/kT_e| \ll 1$ 时， $n_e \gg n_0$ ，即电子被大量俘获，这些电子屏蔽掉大部分的电势。对满足 $|e\varphi/kT_e| \ll 1$ 的空间，将式 (1.11) 代入式 (1.10)，并用泰勒级数展开，有

$$\nabla^2 \varphi = \left(\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 k T_e} \right) \varphi \approx \frac{1}{\lambda_D^2} \varphi \quad (1.5)$$

上式定义了等离子体的另一个重要参数：德拜长度 (Debye length)，用 λ_D 表示。

它是屏蔽距离或鞘层厚度的量度，用下式表示

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_0 e^2} \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

代入边界条件： $r \rightarrow \infty$ 时， $\varphi \rightarrow 0$ ； $r \rightarrow 0$ 时， $\varphi \rightarrow e/4\pi\epsilon_0 r$ （点电荷电势），式(1.12)的解可写为

$$\varphi(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (1.7)$$

上式中， φ 称为德拜势，它等于点电荷的库仑势乘以衰减因子 $\exp(-r/\lambda_D)$ 。因而它比点电荷的库仑势衰减得快很多，这是因为电荷屏蔽引起的。由上式可以看出，德拜长度的物理意义是电势下降到库仑势的 $1/e$ 时的空间长度（半径）。

一团电离气体，只有当它们表现出显著的集体行为时，才能称为等离子体。要使电离气体成为“表现出显著的集体行为”的等离子体，那么电离气体必须满足以下三个条件：

第一，电离气体的系统线度 L 必须远远大于德拜长度 λ_D 。即

$$L \gg \lambda_D \quad (1.8)$$

因为等离子体中局部电荷的集中，或由外部引入的带电体所产生的静电作用，被周围的异号电荷所屏蔽，因而这个静电作用的范围基本上不超过以德拜长度 λ_D 为半径的球体范围，球体以外的等离子体都不受其影响。

第二，仅仅当电荷云中有足够多的粒子时，德拜屏蔽的图像才是正确的。因为德拜屏蔽是一个统计上的概念。“德拜球”中的粒子数 $N_D = n_e \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3$ ，该条件为

$$N_D \gg 1 \quad (1.9)$$

第三个条件与等离子体碰撞有关。例如，喷管尾气中的弱电离气体，并不能看成等离子体，因为带电粒子和中性原子的碰撞非常频繁，使得带电粒子的运动受普通流体动力学的力支配，而不是受电磁力支配。如果典型的等离子体频率用 ω_{pe} 表示，带电粒子与中性原子碰撞的平均时间用 τ 表示，则气体的行为像等离子体而不是中性气体的条件是

$$\omega_{pe} \tau > 1 \quad (1.10)$$

1.1.2 等离子体频率

设在等离子体中存在电子的扰动（使电子与离子本底有个位移），这将在等离子体中形成电子的振荡。这个振荡频率就是等离子体的一个重要参数：等离子体电子振荡频率，用 ω_{pe} 表示。由于篇幅有限，等离子体电子振荡频率的推导过程不再给出，请参考有关的书籍。等离子体电子振荡频率可写为

$$\omega_{pe} = (n_e e^2 / m_e \epsilon_0)^{1/2} \quad (1.11)$$

这里, n_e 是等离子体自由电子密度; e , m_e 分别是电子电量和质量 ($e = -1.60 \times 10^{-19} \text{C}$, $m_e = 9.11 \times 10^{-31} \text{kg}$); $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{F/m}$, 是真空中介电常数。

一个有用的近似公式是

$$f_{pe} = \frac{\omega}{2\pi} \approx 9000 \sqrt{n_e} \quad (1.12)$$

这个频率仅取决于等离子体电子密度, 它是等离子体的基本特征之一。由于电子质量较小, 等离子体电子振荡频率通常是较高的。例如, 在等离子体密度 $n_e = 10^{18} \text{m}^{-3}$ 时, 等离子体电子振荡频率 $f_{pe} \approx 10 \text{GHz}$ 。

等离子体离子振荡频率用 ω_{pi} 表示

$$\omega_{pi} = (n_i e^2 / m_i \epsilon_0)^{1/2} \quad (1.13)$$

通常, 离子的质量远大于电子的质量, 因而离子振荡频率通常是较低的。属于低频振荡。

等离子体频率 (plasma frequency) 也称为朗缪尔频率, 其定义是

$$\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2 \quad (1.14)$$

考虑到离子的质量远大于电子的质量, 等离子体频率通常近似地认为

$$\omega_p \approx \omega_{pe} \quad (1.15)$$

如果考虑到等离子体的热运动时, 等离子体振荡将在等离子体中传播。这时, 我们称之为等离子体波。

1.1.3 回旋频率

等离子体在磁场中的运动是非常复杂的。该领域有许多世界级的研究课题, 例如磁约束受控核聚变等。下面我们讨论磁化等离子体的一个基本的物理量——回旋频率。

假定有一个不随时间和空间变化的均匀磁场, 那么等离子体中的带电粒子在磁场中运动时就会受到洛伦兹力的作用, 产生一个简单的回旋回转 (cyclotron gyration) 或叫拉莫尔 (Larmor) 运动。电子对应的频率称为电子回旋频率 ω_{ie} (electron cyclotron frequency), 对应的回转半径称为拉莫尔半径 r_{ie} 。

$$\omega_{ie} = eB/m_e, \quad r_{ie} = \frac{m_e v_e}{eB} \quad (1.16)$$

其中, B 为磁感应强度; v_e 为电子的运动速度。离子对应的频率称为离子回旋频率 ω_{ii} (ion cyclotron frequency), 对应的回转半径称为拉莫尔半径 r_{ii} 。

$$\omega_{ii} = eB/m_i, \quad r_{ii} = \frac{m_i v_i}{eB} \quad (1.17)$$

此处设离子带一个电荷。显然, 对于每一个确定的带电粒子, 其回旋频率只与磁感应强度 B 有关, 磁感应强度 B 越大, 回旋频率 ω_{ie} 越高。而对具有一定速度的

带电粒子而言, 磁感应强度 B 越大, 拉莫尔半径 r_L 越小 (α 代表粒子种类)。

如果带电粒子的初始速度并不垂直于磁场, 那么可将速度分解为两个分量, 即垂直于磁场方向的分量 v_{\perp} 与平行于磁场方向的分量 v_{\parallel} 。这样, 粒子的运动就是由两部分合成的, 即沿磁场方向的匀速直线运动和垂直磁场方向的匀速圆周运动两部分合成。其结果是带电粒子沿着以磁场方向为轴的螺旋轨迹运动。

1.2 等离子体的流体近似

众所周知, 典型的等离子体密度可以达到 10^{18} m^{-3} 。因此, 要详细地描述每一个粒子的轨迹是不太可能的, 也是不必要的。在等离子体物理学中, 经常要采用各种近似。本节我们要给出等离子体的流体模型, 在这里, 将忽略个别粒子的本性, 而只考虑流体元的运动。与流体力学相比不同之处在于: 等离子体流体元中包含电荷。

为了讨论电磁波在等离子体中的传播, 必须将麦克斯韦方程与等离子体满足的方程相结合。这些方程不仅包括波的时变特性, 而且也包括等离子体中由电磁波感应的电荷密度 ρ 和电流密度 \mathbf{J} 。

1.2.1 时域麦克斯韦方程组

等离子体首先是一种介质, 但是它又不是一种普通的介质。对等离子体介质, 除了时间色散以外, 还必须引入空间色散。换句话说, 等离子体中的介电张量不仅依赖于频率 ω , 而且也与波矢 \mathbf{k} 密切相关。

在等离子体内, 电磁波要引起带电粒子的运动, 带电粒子的运动又要产生电磁波。这种电磁波与等离子体的相互作用和相互影响形成了等离子体内电磁波的特色。等离子体作为一种介质, 在场的作用下, 其中会出现感应电荷和感应电流, 它们之间满足麦克斯韦方程组

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.18)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{(\rho + \rho_0)}{\epsilon_0} \quad (1.19)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + (\mathbf{J} + \mathbf{J}_0) \quad (1.20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (1.21)$$

式中的 ρ_0 和 \mathbf{J}_0 分别是外场源的电荷密度和极化电流密度; \mathbf{E} 是电场强度; \mathbf{H} 是磁场强度; $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$, 分别为真空中的介电常数和磁导率。

1.2.2 频域麦克斯韦方程组

时域稳态电磁场问题可以通过傅里叶变换变为频域内的问题。时域内的场可写为 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$, 是实数矢量, 而频域的场可写为 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)$ 则为复数矢量。把以上的时域麦克斯韦方程变换到频域有

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -j\mu_0 \omega \mathbf{H} \quad (1.22)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = [\rho(\mathbf{r}, \omega) + \rho_0(\mathbf{r}, \omega)]/\epsilon_0 \quad (1.23)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = j\epsilon_0 \omega \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + [\mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{J}_0(\mathbf{r}, \omega)] \quad (1.24)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (1.25)$$

1.2.3 流体近似下的等离子体方程

流体近似是等离子体物理学中最常用的近似之一。在宏观分析时, 流体的质点或微分体积元的线度 l 要大于德拜长度 ($l > \lambda_D > n_0^{-1/3}$); 同时, 又要小于等离子体内波动的波长 ($l < \lambda$)。在满足这些条件时, 诸多物理量 (如电场 \mathbf{E} 、磁场 \mathbf{H} 、质点的漂移速度 \mathbf{v} 等) 才有意义。

在流体近似中, 等离子体被认为是由两种或两种以上的流体组成 (等离子体中每一种带电粒子被认为是一种流体)。在最简单的情况下, 等离子体由两种粒子组成, 其中正离子由于其较大的质量而认为是不动的, 因此, 我们只需要给出负离子满足的流体方程。在部分电离的等离子体中, 我们还需要给出中性原子满足的流体方程。

1. 连续性方程

由物质的守恒定律可知, 通过闭合曲面 S (包围的体积为 V) 的粒子净流量等于体积 V 中粒子数的增量。由于粒子数的通量密度为 $n\mathbf{v}$ (n 为粒子密度, \mathbf{v} 为粒子运动速度), 由斯托克斯定理得

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \int_V \frac{\partial n}{\partial t} dV = -\oint n\mathbf{v} \cdot d\mathbf{S} = -\int_V \nabla \cdot (n\mathbf{v}) dV \quad (1.26)$$

式中, N 为总粒子数。由于上式对任何体积 V 均成立, 所以由被积函数相等得连续性方程 (equation of continuity)

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{v}) = 0 \quad (1.27)$$

同理, 电子和离子的连续性方程为

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_e) = 0 \quad (1.28)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \mathbf{v}_i) = 0 \quad (1.29)$$

式中, n_e , n_i 分别为电子密度和离子密度; \mathbf{v}_e , \mathbf{v}_i 分别为电子和离子运动速度。

对电子和离子的连续性方程做线性近似, 可得 ρ_0 和 \mathbf{J}_0 以及感应的电荷密度 ρ_q 和电流密度 \mathbf{J} 之间应满足电荷连续性方程

$$\frac{\partial \rho_q}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.30)$$

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_0 = 0 \quad (1.31)$$

2. 流体运动方程

推导等离子体流体运动方程, 要用等离子体分布函数来求。为了节省篇幅, 本书将不给出具体的推导过程, 详细的推导可以参见有关书籍。

考虑粒子的热运动 (考虑压力张量)、粒子之间的碰撞, 应用流体近似, 可以得到每种流体的运动方程为

$$m_\alpha n_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_\alpha \cdot \nabla \right] \mathbf{v}_\alpha = n_\alpha [q_\alpha \mathbf{E} + q_\alpha \mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}] + n_\alpha m_\alpha \mathbf{g} - \nabla p_\alpha + \nu_\alpha n_\alpha m_\alpha \mathbf{v}_\alpha \quad (1.32)$$

式中, $n_\alpha q_\alpha \mathbf{E}$ 为库仑力; $n_\alpha q_\alpha \mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}$ 为洛伦兹力; $n_\alpha m_\alpha \mathbf{g}$ 为粒子的重力; ∇p_α 是带电粒子的压力引起的热压力; p_α 为带电粒子的气压; $\nu_\alpha n_\alpha m_\alpha \mathbf{v}_\alpha$ 为碰撞引起的有效摩擦阻力。其中, α 代表流体的种类。

如果流体有稳定的流速 $\mathbf{v}_{\alpha 0}$ 和恒定的外磁场 \mathbf{B}_0 , 则物理量有如下关系

$$\text{总速度} = \mathbf{v}_{\alpha 0} + \mathbf{v}_\alpha \quad (1.33)$$

$$\text{总磁场} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B} \quad (1.34)$$

现在的 \mathbf{v}_α 就是相对于恒定速度 $\mathbf{v}_{\alpha 0}$ 的偏差, \mathbf{B} 就是相对于恒定速度 \mathbf{B}_0 的偏差。将上式代入式 (1.32), 并忽略非线性项, 得每种粒子的漂移运动方程为

$$m_\alpha n_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_{\alpha 0} \cdot \nabla \right] \mathbf{v}_\alpha = n_\alpha q_\alpha [\mathbf{E} + \mathbf{v}_{\alpha 0} \times \mathbf{B}_0 + \mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}_0 + \mathbf{v}_{\alpha 0} \times \mathbf{B}] + n_\alpha m_\alpha \mathbf{g} - \nabla p_\alpha + \nu_\alpha n_\alpha m_\alpha \mathbf{v}_\alpha \quad (1.35)$$

恒定的漂移速度往往并不重要, 此时有 $\mathbf{v}_{\alpha 0} = 0$ 。于是, 每种粒子的漂移运动方程可以简化为

$$m_\alpha n_\alpha \frac{\partial \mathbf{v}_\alpha}{\partial t} = n_\alpha q_\alpha [\mathbf{E} + \mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}_0] + n_\alpha m_\alpha \mathbf{g} - \nabla p_\alpha + \nu_\alpha n_\alpha m_\alpha \mathbf{v}_\alpha \quad (1.36)$$

此外, 每一种流体还需要一个状态条件或其他条件。如热平衡时的等温条件: $T_i = T_e$, $p_e = n_e k T_e$, $p_i = n_i k T_i$ 。

3. 单流体方程

假定等离子体只有两种粒子: 电子和离子。

双流理论所描述的两种流团的物理量, 例如速度、密度、压强等, 实际上也是难于观测的。因此, 在研究甚大尺度和低频现象情况下, 我们需要把双流体合并起来变成一种简单的单流体。引进单流体的质量密度、质心速度、电流密度

以及电荷密度如下:

质量密度为

$$\rho = m_e n_e + m_i n_i \quad (1.37)$$

质心速度为

$$\mathbf{v} = (m_e n_e \mathbf{v}_e + m_i n_i \mathbf{v}_i) / \rho \quad (1.38)$$

电流密度为

$$\mathbf{J} = n_e q_e \mathbf{v}_e + n_i q_i \mathbf{v}_i \quad (1.39)$$

电荷密度为

$$\rho_q = q_e n_e + q_i n_i \quad (1.40)$$

将式 (1.32) 的离子和电子的运动方程合并起来, 得到单流体运动方程

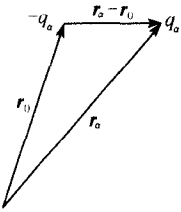
$$\rho \left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right] \mathbf{v} = \rho_q \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} - \nabla p \quad (1.41)$$

将式 (1.28) 和 (1.29) 的离子和电子的质量连续方程合并起来, 得到单流体质量连续方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1.42)$$

1.2.4 等离子体的极化模型和极化率

如图 1.1 所示, 设想一个宏观上为电中性的等离子体空间内, 某一点上有一个带电粒子 q_a 离开其原来的位置产生了一个小距离的位移, 必然出现一个偶极子, 设 \mathbf{r}_0 为原来的位置, \mathbf{r}_a 为后来的位置, 则电偶极矩为 $q_a(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_0)$ 。单位体积内电偶极矩的总和就是极化强度 \mathbf{P}_a



$$\mathbf{P}_a = n_0 q_a (\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_0) \quad (1.43)$$

对上式求导有

$$\frac{\partial \mathbf{P}_a}{\partial t} = n_0 q_a \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_0) = n_0 q_a \mathbf{v}_a = \mathbf{J}_a \quad (1.44)$$

由于式 (1.36) 的各个变量均比例于 $\exp(j\omega t)$, 将式 (1.44) 代入式 (1.36) 并忽略重力和碰撞, 有

$$-\omega^2 \mathbf{P}_a = \epsilon_0 \omega_{pa}^2 \mathbf{E} + j\omega_{ce} \omega \mathbf{P}_a \times \mathbf{B}_0 / B_0 - j\nu_a \omega \mathbf{P}_a \quad (1.45)$$

1. 非磁化等离子体的介电常数

对非磁化等离子体, 即 $\mathbf{B}_0 = 0$, 式 (1.45) 可写为

$$-\omega^2 \mathbf{P}_a = \epsilon_0 \omega_{pa}^2 \mathbf{E} - j\nu_a \omega \mathbf{P}_a \quad (1.46)$$

进一步写为

$$\mathbf{P}_a = \epsilon_0 \chi_a \mathbf{E} = -\epsilon_0 \frac{\omega_{pa}^2}{\omega^2} \left(1 - j \frac{\nu_a}{\omega} \right) \mathbf{E} \quad (1.47)$$