

F. F. 陈 著

# 等离子体物理学导论

林光海 译

人民教育出版社

## 内 容 简 介

本书作者是实验等离子体物理学方面的出色科学家,在等离子体诊断和稳定性、气体放电、粒子束与等离子体相互作用、环形约束、漂移波、Q装置、反常输运和红外激光器等方面皆有重要贡献。本书是作者在加州大学洛杉矶分校多年为大学生讲授等离子体物理课程而在讲义基础上写成的。内容涉及等离子体流体方程、扩散和电阻率、分布函数和动力方程、等离子体中各类不稳定性、和朗道阻尼等。

本书可作为我国理工科大学物理系和电气工程系大学生或研究生学习等离子体物理学的入门教材,亦可供有关科学工作者自学。

## INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS

Francis F. Chen

Professor of Electrical Sciences, Electrical Sciences and Engineering  
Department, School of Engineering and Applied Science, University  
of California in Los Angeles, California.

*Plenum Press* 1974

## 等 离 子 体 物 理 学 导 论

F. F. 陈 著

林 光 海 译

\*

人 民 教 育 出 版 社 出 版

新 华 书 店 北 京 发 行 所 发 行

人 民 教 育 出 版 社 印 刷 厂 印 装

\*

开本 787×1092 1/16 印张 13.75 字数 310,000

1980年7月第1版 1981年7月第1次印刷

印数 00,001—5,500

书号 13012·0490 定价 1.05 元

## 序

本书是从等离子体物理学大学课程的讲课笔记发展而成的，它在加利福尼亚大学洛杉矶分校已经使用了许多年。随着人们对受控聚变兴趣的增加和等离子体物理学广泛地运用于空间研究和相对论性天体物理学，同热力学和量子力学这些课程一起，等离子体学习之成为大学学生的基本经验的一部分就有了意义。虽然本书的主要目的是作为一本四年级或三年级学生都能真正理解的教科书，但我希望本书也适用于其他领域(如固体物理或激光物理)的科学家，使他们不用作太大的努力就能熟悉等离子体。

本书遵循两条指导原则：不把代数步骤留给读者当练习；不让代数掩盖物理。大都由于等离子体是作为两个相互贯穿的流体来处理的，这两相对抗的宗旨才能在很大程度上得到满足。至少对于低密度等离子体现象，双流体图象要比单流体处理既容易理解又更精确。

本书的前几章对部分学生来说，几乎不要作什么准备，但后面几章却有意识地跟上学生推理能力的增加。在九周或十周的学季中，有可能学完前六章半。这几章教材经过了精心选择，仅保留了必不可少的内容。最后的两章半内容可以用于一学期的课程或作为附加读物。为了清楚地解释朗道阻尼，本书作了相当大的努力——采用了与周线积分知识无关的一种方法。我感谢奥尼尔(Tom O'Neil)和施米脱(George Schmidt)在简化最初由道森(John Dawson)给出的物理图象时所给予的帮助。

某些读者会对使用 cgs 静电单位制感到苦恼。当然，争论单位制是毫无意义的；任何经验丰富的物理学家都能用完整的逻辑为他所爱好的单位制辩护。附录 I 解释了本书使用的单位制，选择这个单位制是为了避免不必要地写出  $c$ 、 $\mu_0$  和  $\epsilon_0$ ，并同等离子体物理学的大多数研究报告一致。

我衷心感谢塔特(Lisa Tatar)小姐和布朗(Betty Roe Brown)夫人在辨认我的潦草手稿时所作的富有高度直觉力的工作，感谢兰伯特(Tim Lambert)先生在绘图时所作的同样努力，特别要感谢陈(Ande Chen)，她忍受了很多个寂寞之夜。

1974 年于洛杉矶

弗朗西斯 F. 陈  
(Francis F. Chen)

# 目 录

<b>第一章 引言</b> .....1	4.13 实验应用.....69
1.1 等离子体在自然界的存在.....1	4.14 垂直于 $B_0$ 的电磁波.....72
1.2 等离子体的定义.....2	4.15 截止和共振.....74
1.3 温度的概念.....3	4.16 平行于 $B_0$ 的电磁波.....76
1.4 德拜屏蔽.....5	4.17 实验结果.....78
1.5 等离子体参量.....7	4.18 磁流体波.....80
1.6 等离子体判据.....7	4.19 磁声波.....83
1.7 等离子体物理学的应用.....8	4.20 基本等离子体波的概述.....85
<b>第二章 单粒子运动</b> .....12	4.21 CMA图.....86
2.1 引言.....12	<b>第五章 扩散和电阻率</b> .....89
2.2 均匀的 $E$ 场和 $B$ 场.....12	5.1 弱电离子气体中的扩散和迁移率.....89
2.3 非均匀 $B$ 场.....16	5.2 扩散引起的等离子体衰变.....91
2.4 非均匀 $E$ 场.....22	5.3 稳恒态解.....95
2.5 随时间变化的 $E$ 场.....24	5.4 复合.....96
2.6 随时间变化的 $B$ 场.....25	5.5 穿过磁场的扩散.....97
2.7 导向中心漂移的概述.....26	5.6 完全电离等离子体中的碰撞.....101
2.8 绝热不变量.....27	5.7 单流体 MHD 方程.....106
<b>第三章 作为流体的等离子体</b> .....32	5.8 完全电离等离子体中的扩散.....108
3.1 引言.....32	5.9 扩散方程的解.....109
3.2 等离子体物理学与普通电磁学的关系.....32	5.10 玻姆扩散和新经典扩散.....111
3.3 流体运动方程.....35	<b>第六章 平衡和稳定性</b> .....115
3.4 垂直于 $B$ 的流体漂移.....42	6.1 引言.....115
3.5 平行于 $B$ 的流体漂移.....45	6.2 磁流体平衡.....116
3.6 等离子体近似.....46	6.3 $\beta$ 的概念.....117
<b>第四章 等离子体中的波</b> .....47	6.4 磁场进入等离子体的扩散.....118
4.1 波的表示法.....47	6.5 不稳定性的分类.....120
4.2 群速度.....48	6.6 双流不稳定性.....121
4.3 等离子体振荡.....49	6.7 “重力”不稳定性.....124
4.4 电子等离子体波.....52	6.8 电阻漂移波.....126
4.5 声波.....56	<b>第七章 动力学理论介绍</b> .....129
4.6 离子波.....57	7.1 $f(\mathbf{v})$ 的意义.....129
4.7 等离子体近似的有效性.....58	7.2 动力学理论方程.....132
4.8 离子波和电子波的比较.....59	7.3 流体方程的推导.....135
4.9 垂直于 $B$ 的静电电子振荡.....61	7.4 等离子体振荡和朗道阻尼.....137
4.10 垂直于 $B$ 的静电离子波.....65	7.5 朗道阻尼的意义.....141
4.11 下杂化频率.....67	7.6 朗道阻尼的物理推导.....147
4.12 $B_0=0$ 的电磁波.....67	7.7 BGK 和范坎彭 (Van Kampen) 模.....151

7.8 实验证实.....	151	<b>第九章 受控聚变介绍.....</b>	<b>180</b>
7.9 离子朗道阻尼.....	153	9.1 受控聚变问题.....	180
<b>第八章 非线性效应.....</b>	<b>155</b>	9.2 磁约束: 环.....	182
8.1 引言.....	155	9.3 磁镜.....	192
8.2 鞘层.....	156	9.4 箍缩装置.....	195
8.3 离子声激波.....	160	9.5 激光聚变.....	199
8.4 有质动力.....	164	9.6 等离子体加热.....	200
8.5 参量不稳定性.....	166	9.7 聚变技术.....	202
8.6 等离子体回波.....	175	9.8 结束语.....	204
8.7 非线性朗道阻尼.....	177		
<b>附录.....</b>	<b>205</b>		
I 单位制 .....	205		
II 有用的常数和公式 .....	206		
III 有用的矢量关系 .....	207		
<b>索引(英中文对照).....</b>	<b>209</b>		

# 第一章 引言

## 1.1 等离子体在自然界的存在

人们经常说,宇宙中物质的 99% 以等离子体状态存在;也就是以带电气体的形式存在,它们的原子离解成正离子和负电子。这种估计也许不是很精确的;但鉴于恒星的内部及大气层,气态星云和大量的星际氢都是等离子体,这种估计无疑是合理的。在我们自己的周围,只要一离开地球的大气,我们就遇到了构成范阿伦辐射带(Van Allen radiation belts)和太阳风(solar wind)的等离子体。另一方面,我们日常生活中所遇到的等离子体却只限于几个实例:闪电、北极光(Aurora Borealis)的柔和辉光、荧光管或霓虹灯内的导电气体、火箭尾气内的少量电离。看来我们生活在宇宙的 1% 之中,在我们这里,等离子体并不天然地存在。

从沙哈方程(Saha equation)可以看到上述论点的理由,沙哈方程告诉我们,处于热平衡的气体的电离量是

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2.4 \times 10^{15} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-U_i/KT} \quad (1-1)$$

这里的  $n_i$  和  $n_n$  分别是已电离原子和中性原子的密度(每立方厘米的粒子数),  $T$  是气体温度(开),  $K$  是玻耳兹曼常数,  $U_i$  是气体的电离能——即使最外层电子离开原子所需的尔格数。(本书全用 cgs-esu 单位)。对于室温下的普通空气,我们可以取  $n_n \approx 3 \times 10^{19}$  厘米<sup>-3</sup>(见习题 1-1),  $T \approx 300$  开,  $U_i = 14.5$  电子伏(对氮气),其中 1 电子伏 =  $1.6 \times 10^{-12}$  尔格。从(1-1)式预期的电离分数  $n_i/(n_n + n_i) \approx n_i/n_n$  是微乎其微的:

$$n_i/n_n \approx 10^{-122}.$$

当气体温度升高时,在  $KT$  达到  $U_i$  的几分之一以前,它一直保持低电离度。温度再升高,  $n_i/n_n$  急剧增加,气体就处于等离子体态。温度的进一步增加,使得  $n_n$  低于  $n_i$ , 等离子体最终就变成完全电离的。这就是在温度达百万度的天体中存在等离子体,而地球上不存在等离子体的理由。生物很难与等离子体共存——至少不能与我们谈到的那类等离子体共存。在高温下等离子体的自然存在是“物质第四态”名称的来由。

虽然我们并不想强调沙哈方程,然而我们应当指出它的物理意义。气体中原子的热能具有一个分布,当原子偶而受到一次高能(足够打出一个电子)碰撞时,原子就被电离。在冷气体中,由于一个原子必须通过一系列“有利的碰撞”才被加速到远高于平均值的能量,因此,这种高能碰撞很少发生。方程(1-1)中的指数因子表示快速原子数随  $U_i/KT$  指数下降。一旦一个原子被电离,它就保持带电直到它遇到一个电子时为止;那时,它极可能与一个电子复合而再次变成中性

原子。复合率显然依赖于电子密度，我们认为电子密度与  $n_i$  相等，所以，平衡离子密度应当随  $n_i$  减少，这就是方程(1-1)右边出现因子  $n_i^{-1}$  的原因。恒星际媒质中存在等离子体是由于  $n_i$  值低(约每厘米<sup>3</sup>一个)，因而复合率低。

## 1.2 等离子体的定义

当然，不是任何电离的气体都能称做等离子体；在任何气体中总会存在某些小电离度，下面是一个有用的定义：

等离子体是带电粒子和中性粒子组成的表现出集体行为的一种准中性气体。

现在，我们必须确定“准中性(quasineutral)”和“集体行为(collective behavior)”的意义。准中性的意义将在第 1.4 节清楚地阐述。“集体行为”所包含的意义如下。

考虑作用在一个分子(比方说，是普通空气的一个分子)上的力。由于分子是中性的，在分子上不存在净电磁力，而重力是可以忽略的。在这个分子与另一个分子碰撞前，它不受扰动地运动，这些碰撞支配了粒子的运动。作用在中性气体上的宏观力(象扬声器产生的声波)通过碰撞传给单个原子。在有带电粒子的等离子体中，情况就完全不同。当这些电荷到处运动时，它们能引起正电荷或负电荷的局部集中，就产生了电场。电荷的运动也引起电流，因而产生磁场。这些场影响了远处其他带电粒子的运动。

让我们考虑等离子体中相距为  $r$  的二个稍许带电区域的相互影响(图 1-1)。A 和 B 之间的

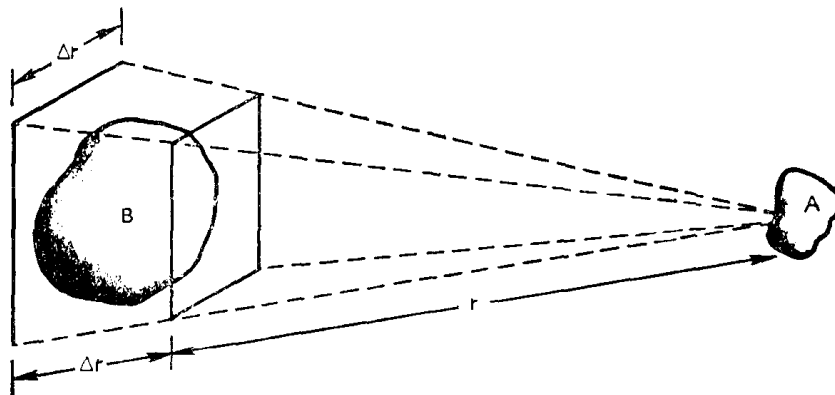


图 1-1 说明等离子体中静电力的长程性。

库仑力随  $1/r^2$  而减小，然而，对给定的立体角(即  $\Delta r/r = \text{常数}$ )，B 中能影响 A 的等离子体体积随  $r^3$  而增加。所以，甚至相距很远的等离子体元也存在相互作用力。正是这个长程库仑力给出了等离子体种类繁多的可能运动，并且丰富了称做等离子体物理学研究领域。事实上，最有意义的结果是关于所谓“无碰撞”等离子体，在那里长程电磁力与普通局部碰撞引起的力相比是如此之大，以致可以完全忽略后者。“集体行为”这个词指的是不仅取决于局部条件而且也取决于远距离区域等离子体状态的运动。

等离子体这个词看来是一个误称呼，这个词来自希腊文  $\pi\lambda'ασμα, -ατοξ, το'$ ，它多少带有塑造或制造的含义。由于集体行为，等离子体并不趋于顺从外界的影响，而常常表现出好象有自己的癖性。

### 1.3 温度的概念

在进一步讨论问题以前,应评论和扩充我们对“温度”的物理概念. 处于热平衡的气体,其粒子有一切速度,这些速度的最可几分布称做麦克斯韦分布. 为了简单起见,我们考虑一种气体,它的粒子只能在一维上运动.(这不是完全无价值的;例如,强磁场可约束电子使之只能沿着场力线运动). 一维的麦克斯韦分布由下式给出,

$$f(u) = A \exp\left(-\frac{1}{2} mu^2 / KT\right) \quad (1-2)$$

其中  $f$  是速度在  $u$  到  $u+du$  之间、每立方厘米的粒子数,  $\frac{1}{2} mu^2$  是动能,  $K$  是玻耳兹曼常数,

$$K = 1.38 \times 10^{-16} \text{ 尔格/开}$$

密度  $n$  或每立方厘米的粒子数由下式给出(见图 1-2),

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f(u) du \quad (1-3)$$

常数  $A$  与密度  $n$  的关系是(见习题 1-2)

$$A = n \left( \frac{m}{2\pi KT} \right)^{1/2} \quad (1-4)$$

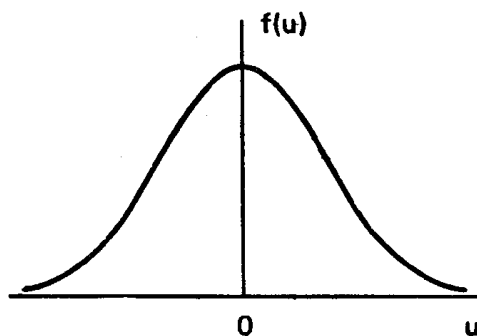


图 1-2 麦克斯韦速度分布.

分布的宽度由常数  $T$  来表征,我们称  $T$  为温度. 为了解  $T$  的确切意义,我们可以计算这个分布中粒子的平均动能:

$$E_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} mu^2 f(u) du}{\int_{-\infty}^{\infty} f(u) du} \quad (1-5)$$

定义

$$v_{th} = (2KT/m)^{1/2} \text{ 和 } y = u/v_{th} \quad (1-6)$$

我们能够将方程(1-2)写成

$$f(u) = A \exp(-u^2/v_{th}^2)$$

将方程(1-5)写成

$$E_{av} = \frac{\frac{1}{2} m A v_{th}^3 \int_{-\infty}^{\infty} [\exp(-y^2)] y^2 dy}{A v_{th} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-y^2) dy}$$

可用分部积分法求出分子中的积分:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} y \cdot [\exp(-y^2)] y dy &= \left[ -\frac{1}{2} [\exp(-y^2)] y \right]_{-\infty}^{\infty} - \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{1}{2} \exp(-y^2) dy \\ &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-y^2) dy \end{aligned}$$



约去积分后, 我们得到

$$E_{av} = \frac{\frac{1}{2} m A v_{ih}^3}{A v_{ih}} = \frac{1}{4} m v_{ih}^2 = \frac{1}{2} K T \quad (1-7)$$

于是, 平均动能是  $\frac{1}{2} K T$ .

我们很容易将这个结果推广到三维. 那时麦克斯韦分布是

$$f(u, v, w) = A_3 \exp\left[-\frac{1}{2} m (u^2 + v^2 + w^2) / K T\right] \quad (1-8)$$

其中

$$A_3 = n \left( \frac{m}{2\pi K T} \right)^{3/2} \quad (1-9)$$

平均动能是

$$E_{av} = \frac{\iiint_{-\infty}^{\infty} A_3 \frac{1}{2} m (u^2 + v^2 + w^2) \exp\left[-\frac{1}{2} m (u^2 + v^2 + w^2) / K T\right] du dv dw}{\iiint_{-\infty}^{\infty} A_3 \exp\left[-\frac{1}{2} m (u^2 + v^2 + w^2) / K T\right] du dv dw}$$

我们注意到, 由于麦克斯韦分布是各向同性的, 这个表达式对  $u, v, w$  都是对称的. 因此, 分子中三项的每一项与其它项相同. 这样一来, 我们只需要计算第一项并乘上 3, 就化成

$$E_{av} = \frac{3 A_3 \int \frac{1}{2} m u^2 \exp\left(-\frac{1}{2} m u^2 / K T\right) du \int \int \exp\left[-\frac{1}{2} m (v^2 + w^2) / K T\right] dv dw}{A_3 \int \exp\left(-\frac{1}{2} m u^2 / K T\right) du \int \int \exp\left[-\frac{1}{2} m (v^2 + w^2) / K T\right] dv dw}$$

采用我们前面的结果, 就得到

$$E_{av} = \frac{3}{2} K T \quad (1-10)$$

普遍的结果是: 每个自由度的平均能量等于  $\frac{1}{2} K T$ .

既然  $T$  和  $E_{av}$  是如此紧密相关, 所以, 在等离子体物理学中, 温度通常用能量单位来表示. 为了避免在所包含维数上发生混淆, 所以不用  $E_{av}$ , 而用对应于  $K T$  的能量来表示温度. 对于  $K T = 1$  电子伏  $= 1.6 \times 10^{-12}$  尔格,

$$T = \frac{1.6 \times 10^{-12}}{1.38 \times 10^{-16}} = 11,600$$

于是, 转换因子是

$$1 \text{ 电子伏} = 11,600 \text{ 开} \quad (1-11)$$

一个 2 电子伏的等离子体指的是它的  $K T = 2$  电子伏, 或者说在三维(空间)中它的  $E_{av} = 3$  电子伏.

等离子体能同时具有几个温度是颇有意义的. 离子和电子经常具有不同温度  $T_i$  和  $T_e$  的独

立麦克斯韦分布. 这是因为离子之间或电子之间的碰撞率大于离子和电子之间的碰撞率. 这样, 每一种粒子能处于自身的热平衡中, 而等离子体也许不能持续足够使两个温度相等的长时间. 当存在磁场  $B$  时, 连单一种类粒子 (例如离子) 都可能有两个温度. 这是因为沿着  $B$  作用在一个离子上的力与垂直  $B$  作用在离子上的力是不同的 (由于洛伦兹力). 这样, 垂直于  $B$  和平行于  $B$  的速度分量可能属于具有温度  $T_{\perp}$  和  $T_{\parallel}$  的不同麦克斯韦分布.

在结束我们对温度概念的评论之前, 我们应当消除流行的错误概念: 即高温必须意味着大量的热. 人们在听到荧光灯管内电子温度大约是 20,000 开时, 通常感到惊讶. “啊! 并不感到那么热呀!” 当然, 也必须考虑到热容量. 在荧光管内的电子密度远低于大气压下的气体密度, 电子以它们的热速度打击壁而传递到壁的总热量, 并不是那么大的. 每个人都有这样的经验, 知道香烟灰落在手上是不伤手的. 虽然其温度高到足够引起燃烧, 但包含的总热量是不大的. 很多实验室的等离子体具有 1,000,000 开 (100 电子伏) 量级的温度, 但密度只有  $10^{12} \sim 10^{13}/\text{厘米}^3$ , 因此壁的变热并不是一个需要严重考虑的问题.

### 习题

1-1 在下列条件下, 计算理想气体的密度 (以厘米<sup>-3</sup> 为单位):

(a) 在 0°C、760 托压力下的密度 (1 托 = 1 毫米汞柱). 这就叫做洛喜密脱数 (Loschmidt number)

(b) 在室温 (20°C)、真空度  $10^{-3}$  托下的密度. 这是实验家所熟知的一个有用的数. ( $10^{-3}$  托 = 1 微米汞柱).

1-2 对于归一化的一维麦克斯韦分布,

$$\hat{f}(u) = A \exp(-mu^2/2KT)$$

使

$$\int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(u) du = 1$$

导出常数  $A$ .

## 1.4 德拜屏蔽

等离子体行为的一个基本特性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两个和电池相连的带电球, 以试图在等离子体内部引进一个电场 (图 1-3). 球会吸引相反电荷的粒子, 几乎立刻就在负电球周围形成离子云, 在正电球周围形成电子云. (我们假定, 介电层实际上阻止了等离子体在表面上的复合, 或者尽管存在着复合, 但电池容量大到足够保持这个电势.) 倘若等离子体是冷的, 而且不存在热运动, 则云中的电荷刚好与球上的电荷一样多; 屏蔽就是完全的, 在云外面的等离子体内部就会不存在电场. 另一方面, 如果等离子体温度是有限的, 处在云边缘 (此处的电场弱) 的那些粒子就有足够的热能逃逸出静电势阱. 此时, 云“边缘”出现在势能近似等于粒子热能  $KT$  的半径上, 而屏蔽是不完全的.  $KT/e$  量级的电势能够漏入等离子体中并引起有限的电场.

下面我们计算这种电荷云的近似厚度. 设想用一个完全透明的栅极, 使  $x=0$  平面的电势  $\phi$  保持在  $\phi_0$  值 (图 1-4). 我们希望计算  $\phi(x)$ . 为简单起见, 我们假定离子-电子质量比  $M/m$  是

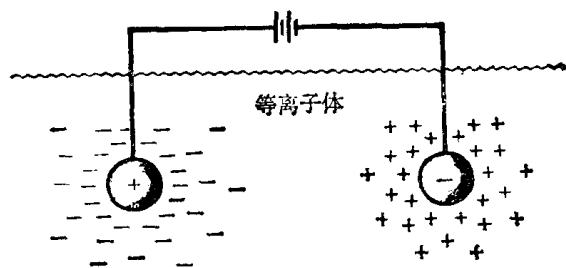


图 1-3 德拜屏蔽.

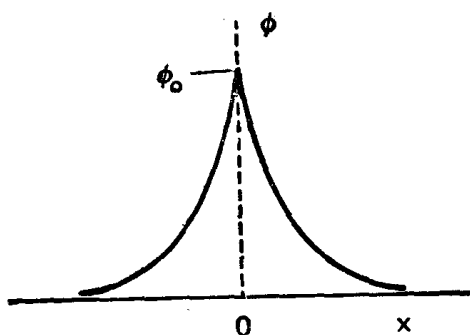


图 1-4 等离子体中接近栅极处的电势分布.

无限大, 所以离子不运动, 而形成一个均匀正电荷本底. 更确切地说,  $M/m$  足够大, 使得在实验的时间尺度上, 离子的惯性阻止了它们有效地运动. 一维泊松方程是

$$\nabla^2 \phi = \frac{d^2 \phi}{dx^2} = -4\pi e(n_i - n_e) \quad (Z=1) \quad (1-12)$$

如果远处的密度是  $n_\infty$ , 我们得到

$$n_i = n_\infty.$$

在势能  $q\phi$  存在时, 电子分布函数是

$$f(u) = A \exp \left[ - \left( \frac{1}{2} m u^2 + q\phi \right) / K T_e \right]$$

在这里, 没有必要证明这个式子. 此方程所说明的内容是很显然的: 在势能大的位置粒子数较少, 因为不是所有粒子具有足够到达那里的能量. 对  $u$  积分  $f(u)$ , 令  $q = -e$ , 并注意  $n_e(\phi \rightarrow 0) = n_\infty$ , 我们求出

$$n_e = n_\infty \exp(e\phi / K T_e).$$

在 3.5 节, 我们将用较完整的物理见解推导这个方程. 把  $n_i$  和  $n_e$  代入方程 (1-12), 得到

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = 4\pi e n_\infty \left\{ \exp \left( \frac{e\phi}{K T_e} \right) - 1 \right\}$$

在  $|e\phi / kT_e| \ll 1$  的区域, 式中的指数能用泰勒级数展开:

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = 4\pi e n_\infty \left[ \frac{e\phi}{K T_e} + \frac{1}{2} \left( \frac{e\phi}{K T_e} \right)^2 + \dots \right] \quad (1-13)$$

在接近栅极的区域, 不可能作简化, 因为在那里  $|e\phi / K T_e|$  可能是大值. 幸好这个区域对云(叫做鞘层)的厚度影响并不大, 因为在那个区域中, 电势非常迅速地下降. 在 (1-13) 中只保留线性项, 我们得到

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{4\pi n_\infty e^2}{K T_e} \phi \quad (1-14)$$

定义

$$\lambda_D \equiv \left( \frac{K T_e}{4\pi n e^2} \right)^{1/2} \quad (1-15)$$

式中  $n$  代替了  $n_\infty$ , 我们能写出方程 (1-14) 的解,

$$\phi = \phi_0 \exp(-|x|/\lambda_D) \quad (1-16)$$

量  $\lambda_D$  称为德拜长度(Debye length), 它是屏蔽距离或鞘层厚度的量度。

应当注意, 当密度增加时, 由于每层等离子体包含了较多的电子, 所以正如我们所期望的那样,  $\lambda_D$  减小。此外,  $\lambda_D$  还随着  $KT_e$  的增加而增加。倘若没有热骚动, 电荷云会收缩成一无限薄层。最后, 在  $\lambda_D$  定义中使用的是电子温度, 因为电子比离子更容易迁移, 电子移动时通常会产生负电荷过剩或不足, 从而产生屏蔽作用。仅在特殊情况下, 才不是这样(见习题 1-5)。

下面是方程(1-15)的两种有用形式:

$$\begin{aligned} \lambda_D &= 6.9(T/n)^{1/2} \text{ 厘米} \quad (T \text{ 为 K}) \\ \lambda_D &= 740(KT/n)^{1/2} \text{ 厘米} \quad (KT \text{ 为电子伏}) \end{aligned} \quad (1-17)$$

现在, 我们能够确定“准中性”的意义。如果系统的尺度  $L$  远大于  $\lambda_D$ , 那么, 每当出现电荷的局部集中或者在系统中引入外电势时, 它们就在比  $L$  短的距离内被屏蔽, 使等离子体的大部分免受大电势或电场的影响。在壁或一个障碍物的鞘层外面,  $\nabla^2\phi$  是很小的, 并且  $n_i$  近似等于  $n_e$ , 作为一个典型值,  $n_i$  与  $n_e$  的差别小于  $1 \times 10^6$ 。这样一来, 只能有小的电荷不平衡, 并引起  $KT/e$  量级的电势。等离子体是“准中性”的; 那就是说, 等离子体中性到可以取  $n_i \simeq n_e \simeq n$ , (其中  $n$  是公共密度, 称为等离子体密度), 但是还没有中性到所有感兴趣的电磁力都消失。

一个电离气体成为等离子体的一个判据是: 气体足够稠密, 以致  $\lambda_D$  远小于  $L$ 。

在单一属种的系统中(如速调管和磁控管的电子流或回旋加速器的质子束), 德拜屏蔽现象也以更改的形式出现。在这种情况下, 除非密度非常低(常常是这样的), 任何粒子的局部集中都会引起未被屏蔽的强电场。而一个外加电势, (例如, 来自金属丝探针的电势)会通过靠近电极处的密度调整而被屏蔽。单一种类的系统, 或非中性等离子体不是严格的等离子体; 但是, 能用等离子体物理学的数学工具来研究这类系统。

## 1.5 等离子体参量

仅仅当电荷云中有足够的粒子时, 上面给出的德拜屏蔽图象才是正确的。很清楚, 倘若在鞘层区域只存在一个或二个粒子, 那么, 德拜屏蔽就不是一个统计上正确的概念。用方程(1-17), 我们能够计算在“德拜球”中的粒子数  $N_D$ :

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 = 1380 T^{3/2} / n^{1/2} \quad (T \text{ 的单位为开}) \quad (1-18)$$

除了  $\lambda_D \ll L$  外, “集体行为”还要求

$$N_D \gg 1. \quad (1-19)$$

## 1.6 等离子体判据

我们已经给出了一种电离气体称为等离子体所必须满足的两个条件, 而第三个条件是和碰撞有关的。例如, 喷管尾气中的弱电离气体, 并不能看作一个等离子体, 因为带电粒子和中性原

子的碰撞是如此频繁，以致于它们的运动受普通流体动力学的力而不是受电磁力所支配。如果  $\omega$  是典型的等离子体振荡频率， $\tau$  是带电粒子与中性原子碰撞的平均时间，则气体的行为象等离子体而不象中性气体的条件是  $\omega\tau > 1$ 。

所以，等离子体必须满足的三个条件是：

- 1)  $\lambda_D \ll L$ .
- 2)  $N_D \gg 1$ .
- 3)  $\omega\tau > 1$ .

## 习题

1-3 在  $n_e$  对  $KT_e$  的对数-对数图上 ( $n_e$  从 1 变到  $10^{19}$  厘米<sup>-3</sup>,  $KT_e$  从 0.01 变到  $10^5$  电子伏), 画出  $\lambda_D$  和  $N_D$  为常数的曲线。并在这个图上, 确定以下几个点的位置 ( $n$  以厘米<sup>-3</sup> 为单位,  $KT$  以电子伏为单位):

1. 典型的聚变反应堆:  $n = 10^{15}$ ,  $KT = 10,000$ .
2. 典型的聚变实验:  $n = 10^{13}$ ,  $KT = 100$  (环形装置;  $n = 10^{17}$ ,  $KT = 1000$  (箍缩装置)).
3. 典型的电离层:  $n = 10^5$ ,  $KT = 0.05$ .
4. 典型的辉光放电:  $n = 10^9$ ,  $KT = 2$ .
5. 典型的火焰:  $n = 10^8$ ,  $KT = 0.1$ .
6. 典型的铯等离子体:  $n = 10^{11}$ ,  $KT = 0.2$ .
7. 行星际空间:  $n = 1$ ,  $KT = 0.01$ .

并使你自己相信这些是等离子体。

1-4 以大气压和吨/英尺<sup>2</sup> 为单位, 计算热核等离子体对其容器的压力, 假定  $KT_e = KT_i = 20$  千电子伏,  $n = 10^{15}$  厘米<sup>-3</sup>,  $p = nKT$ , 其中  $T = T_i + T_e$ .

1-5 在一个完全稳恒状态, 离子和电子都将遵守玻耳兹曼关系:

$$n_j = n_0 \exp(-q_j \phi / KT_j).$$

对于一个无限大的、充电到电势  $\phi$  的透明栅极, 试证明屏蔽距离近似由下式给出,

$$\lambda_D^{-2} = 4\pi n e^2 \left( \frac{1}{KT_e} + \frac{1}{KT_i} \right),$$

并证明  $\lambda_D$  由较冷的那类粒子的温度所确定。

1-6 由  $\lambda_D$  的另一种推导会进一步看出它的意义, 考虑放在  $x = \pm d$  的两个无穷大平行板, 其电势  $\phi = 0$ , 在它们之间的空间, 均匀充满了粒子电荷为  $q$ 、密度为  $n$  的气体。

(a) 运用泊松方程, 证明板间的电势分布是

$$\phi = 2\pi n q (d^2 - x^2)$$

(b) 对于  $d > \lambda_D$ , 试证明从一个板输运一个粒子到中间平面所需要的能量大于粒子的平均动能。

1-7 计算下列情况的  $\lambda_D$  和  $N_D$ :

- (a) 一种辉光放电,  $n = 10^{10}$  厘米<sup>-3</sup>,  $KT_e = 2$  电子伏.
- (b) 地球的电离层,  $n = 10^6$  厘米<sup>-3</sup>,  $KT_e = 0.1$  电子伏.
- (c) 一种角向箍缩装置,  $n = 10^{11}$  厘米<sup>-3</sup>,  $T_e = 800$  电子伏.

## 1.7 等离子体物理学的应用

等离子体能用两个参量  $n$  和  $KT_e$  来表征。等离子体的应用涉及极宽的  $n$  和  $KT_e$  范围:  $n$  从

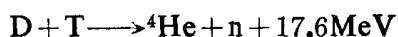
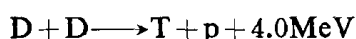
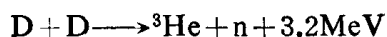
1 变到  $10^{18}$  厘米<sup>-3</sup>, 变化达 18 个数量级, 而  $KT$  可以从 0.1 变到  $10^6$  电子伏, 变化达 7 个数量级。以下将非常简略地讨论某些应用。当我们认识到空气和水的密度差别仅为  $10^3$ , 水和白矮星的密度也仅相差  $10^5$  时, 就能意识到这个密度范围多么巨大。甚至中子星也仅比水稠密  $10^{15}$  倍。不过, 由于只需要经典物理学(非量子力学)定律, 在  $10^{18}$  的全部密度范围内的气态等离子体还能用相同的方程组来描述。

### 1.7.1 气体放电(气体电子学)

在二十世纪二十年代, 朗缪尔(Langmuir)、汤克斯(Tonks)及其共事者最先从事有关等离子体的研究。发展能载大电流(因此必须充以电离气体)的真空管的需要促进了这项研究。用弱电离辉光放电进行了这项研究, 正柱区  $KT_e$  的典型值为  $KT_e \simeq 2$  电子伏,  $10^8 < n < 10^{12}$  厘米<sup>-3</sup>。正是在这里发现了屏蔽现象, 人们用眼睛就能看到电极周围有一个象暗层那样的鞘层。现在, 在水银整流器、氢闸流管、点燃管、火花隙、焊接电弧、霓虹灯、荧光灯和雷闪放电中都遇到了气体放电。

### 1.7.2 受控热核聚变

大约在 1952 年创始了现代等离子体物理学, 当时提出要将氢弹的聚变反应加以受控而建造反应堆。主要的反应(包括氘和氚原子)如下:



只有当入射能量超过 10 千电子伏时, 这些聚变反应的截面才是可观的。加速的氘核束打击靶将不起作用, 因为在发生聚变反应之前, 大多数氘核将由于散射而失掉它们的能量。这就必须产生热能在 10 千电子伏范围的等离子体。这种等离子体的加热和约束问题是 1952 年以来等离子体物理科学迅速发展的原因。这个问题仍然没有解决, 等离子体物理学的大多数活跃的研究就是为了解决这个问题。

### 1.7.3 空间物理学

等离子体物理学的另一个重要应用是研究空间中地球的环境层。称作太阳风的连续带电粒子流撞击在地球的磁层(magneto-sphere)上, 地球的磁层保护我们免受这种辐射的影响, 并在此过程中受太阳风的撞击而变形。太阳风的典型参量是  $n = 5$  厘米<sup>-3</sup>,  $KT_i = 10$  电子伏,  $KT_e = 50$  电子伏,  $B = 5 \times 10^{-5}$  高斯, 漂移速度为 300 千米/秒。在地球的电离层(从地球表面以上 50 千米高度延续到 10 个地球半径处), 存在着弱电离等离子体, 其密度随高度变化, 可高达  $n = 10^6$  厘米<sup>-3</sup>。它的温度仅为  $10^{-1}$  电子伏。范阿伦带由地球磁场俘获的带电粒子所组成。它的参量是:  $n \leq 10^3$  厘米<sup>-3</sup>,  $KT_e \leq 1$  千电子伏,  $KT_i \simeq 1$  电子伏,  $B \simeq 500 \times 10^{-5}$  高斯。另外, 还存在  $n = 10^{-3}$  厘米<sup>-3</sup> 和  $KT_e = 40$  千电子伏的一个热组分。

### 1.7.4 现代天体物理学

恒星内部及其大气层热到足够使它们以等离子体状态存在. 例如, 估计太阳核心的温度是 2 千电子伏, 在这个温度下发生的热核反应是造成太阳辐射的原因. 日冕是温度高达 200 电子伏的稀薄等离子体. 恒星际媒质包含着  $n \approx 1 \text{ 厘米}^{-3}$  的电离氢. 现已用各种等离子体理论来解释宇宙射线的加速. 虽然星系(galaxy)的星体是不带电的, 但它们的行为类似于等离子体中的粒子; 而且已经用等离子体动力学理论来推断星系的发展. 射电天文学已经揭示出大量的辐射源, 它们极可能来自于等离子体. 蟹状星云是等离子体现象的丰富来源, 因为已经知道它包含一个磁场. 它也包括一个可见的脉冲星. 流行的脉冲星理论把它们描述成迅速旋转的中子星, 它具有从表面发射同步加速器辐射(synchrotron radiation)的等离子体.

### 1.7.5 MHD 能量变换和离子推进

让我们回到地球上来讨论等离子体物理学的两个实际应用. 磁流体力学 (magnetohydrodynamics 简称为 MHD) 的能量变换采用稠密等离子体气流穿过磁场的推进来发电(图 1-5). 洛伦兹力  $q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  (其中  $\mathbf{v}$  是气流速度) 引起离子向上漂移, 电子向下漂移, 从而使两个电极充电到不同电势. 然后, 就能从电极引出电流, 从而避免了热循环的低效率.

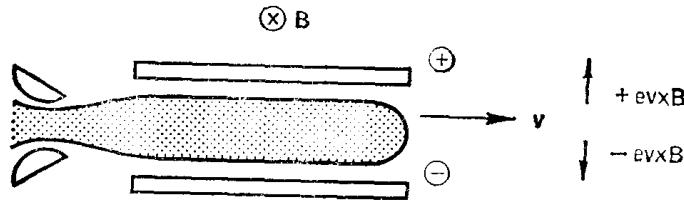


图 1-5 MHD 发电机的原理.

用同样的原理, 反过来已经发展了用于远距离行星际飞行的离子发动机. 在图 1-6 中, 将电压加在两个电极上, 驱动电流穿过等离子体.  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  的力将等离子体抛离火箭, 由此产生的反作用力就加速火箭. 喷出的等离子体必须始终是中性的; 不然, 空间飞船将充电到高电势.

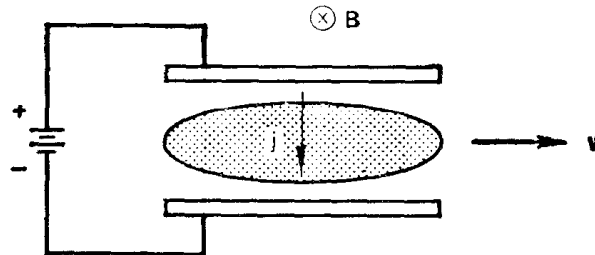


图 1-6 用于宇宙飞船推进的离子发动机原理.

### 1.7.6 固态等离子体

半导体中的自由电子和空穴构成等离子体, 它呈现出与气态等离子体同类的振荡和不稳定

性。在这些现象的研究中,注入铈化钢的等离子体是特别有用的。因为晶格效应,有效碰撞频率 (effective collision frequency) 远低于 (密度为)  $n \approx 10^{23}$  厘米<sup>-3</sup> 的固体中所期望的碰撞频率。而且,半导体中空穴的有效质量非常低——低到  $0.01 m_e$ ——因而甚至在中等磁场中,它还具有很高的回旋频率 (cyclotron frequency)。如果我们计算固态等离子体的  $N_D$ , 由于它的低温度和高密度,  $N_D$  是小于 1 的。然而,量子力学效应(测不准原理)却给等离子体一个有效温度,此温度高到使  $N_D$  具有相当大的值。最近,已经发现某些流体,如钠溶于氨中的溶液也有类似等离子体的行为。

### 1.7.7 气体激光器

“泵浦”气体激光器(也就是反转能产生光放大的那些状态的粒子数)的最普通方法是运用气体放电。对于直流激光器,这种气体放电是低压辉光放电,在脉冲激光器中是高压火花放电。氮-氦激光器通常被用于准直和测量。高功率 CO<sub>2</sub> 激光器正在作为切割工具和军器而出现。HCN 激光器使得至今尚未达到的远红外区域的研究成为可能。所有这些激光器的运转都依赖于等离子体。



## 第二章 单粒子运动

### 2.1 引言

等离子体特别难分析的原因是它的密度处于中间范围。象水那样的流体的密度很稠密，以致没有必要考虑个别分子的运动。这时，碰撞支配了运动，普通流体动力学的简单方程组就足够了。在另一种极端情况，即在类似于交变梯度同步加速器那种非常低密度的装置中，只需要考虑单粒子轨道；集体效应常常是不重要的。等离子体行为有时象流体，有时又象个别粒子的集合。研究这种双重个性(schizophrenic personality)\* 的第一步是了解单个粒子在电场和磁场中具有怎么样的行为。这一章和下一章的不同点在于本章假定  $E$  场和  $B$  场是预先确定的，并且不受带电粒子的影响。

### 2.2 均匀的 $E$ 场和 $B$ 场

#### 2.2.1 $E=0$

在这种情况下，带电粒子有一个简单的回旋回转(cyclotron gyration)。运动方程是

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (q, B \text{ 为静电单位}) \quad (2-1)$$

取  $z$  在  $\mathbf{B}$  的方向 ( $\mathbf{B}=Bz$ )，我们得到

$$\begin{aligned} m\dot{v}_x &= qBv_y & m\dot{v}_y &= -qBv_x & m\dot{v}_z &= 0 \\ \ddot{v}_x &= \frac{qB}{m}\dot{v}_y = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_x \\ \ddot{v}_y &= -\frac{qB}{m}\dot{v}_x = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_y \end{aligned} \quad (2-2)$$

它描写一个具有回旋频率(cyclotron frequency)的简单谐振子，定义回旋频率为

$$\omega_c \equiv \frac{|q|B}{m} = \frac{|q|B_G}{mc} \quad (2-3)$$

按照惯例， $\omega_c$  总是取非负值。当  $B$  以高斯单位表示时，我们把它记为  $B_G$ ，则  $B_G$  等于  $cB_{esu}$ 。这

\* 直译为精神分裂症的个性。