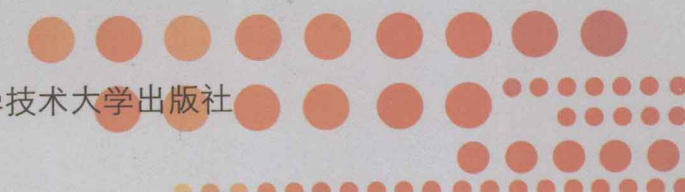


修订版

等离子体物理原理



马腾才 胡希伟 陈银华 编著



中国科学技术大学出版社

等离子体物理原理

修 订 版

马腾才 胡希伟 陈银华 编著

中国科学技术大学出版社

内 容 简 介

本书深入浅出而又系统地介绍了等离子体物理的基本概念、基本性质及相应的描述方法,第1章力图让读者对等离子体物理有一个完整统一的物理图像,以后的各章分别介绍了等离子体的单粒子轨道模型、冷等离子体波动理论、弹性碰撞理论、非弹性碰撞过程及输运方程组、磁流体理论、辐射现象及不稳定现象,最后简述了等离子体的一些应用领域,本书还附有较完整、便于查用的一些数学和物理附录.

本书可作为大学物理系高年级本科生及工科院校研究生的教科书,对等离子体物理有兴趣的教师和研究人员的入门参考书,以及从事高温和低温等离子体研究人员的工具书.

图书在版编目(CIP)数据

等离子体物理原理/马腾才,胡希伟,陈银华编著. —合肥:中国科学技术大学出版社,1988.8(2012.1 修订)

ISBN 978-7-312-02781-9

I. 等 … II. ①马… ②胡… ③陈… III. 等离子体物理学 IV. O53

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2011)第 265635 号

中国科学技术大学出版社出版发行

(安徽省合肥市金寨路 96 号,230026)

合肥华星印务有限责任公司印刷

全国新华书店经销

开本:710 mm×960 mm 1/16 印张:23 字数:437 千

1988 年 8 月第 1 版 2012 年 1 月修订 2012 年 1 月第 3 次印刷

印数:6001—9000 册

定价:39.80 元

修 订 说 明

本书成书于 1988 年,二十多年过去了,等离子体物理界的状态与当年相比,有了质的变化.由于核聚变的两个国家重大专项(磁约束的 ITER 专项和惯性约束的点火专项)以及我国蒸蒸日上的空间计划的牵引,高温等离子体物理从科研到教学得到了从未有过的推动和提升,许多大学都新建了与此有关的学系和专业.而低温等离子体物理学及其应用,从上世纪 90 年代以来,无论在从业人数、研究水平和应用成果方面也都有了量和质的巨大飞跃.在这样的需求推动下,近年来一些等离子体物理学的教科书也陆续面世,如李定、陈银华、马锦秀和杨维纮的《等离子体物理学》(高等教育出版社,2006 年)和郑春开的《等离子体物理》(北京大学出版社,2009 年).在这样的背景下,我们对 1988 年版的《等离子体物理原理》作了勘误和少数内容的修订.希望修订版能为我国等离子体物理学的启蒙教育继续发挥作用.

和第 1 版序言中表示的一样,本书作者衷心希望同行和读者能对本书的错误和不足提出宝贵的意见.

作 者

2011 年 11 月 18 日

第 1 版 序

等离子体是由非束缚态带电粒子组成的多粒子体系. 它和气体、液体、固体组成了物质同一层次上的四个基本形态.

等离子体物理自 20 世纪 50 年代以来, 在受控核聚变研究和空间技术发展的推动下, 有了长足的进步, 现在已经成为物理学中一门独立的学科, 和凝聚态物理、原子和分子物理、光学和光电子学、声学、理论物理、高能物理等并列为现代物理学的主要组成部分.

等离子体物理研究的对象很广, 从极高温的脉冲星、恒星等离子体层到低温下固体中的电子气, 从极稀薄的恒星际、行星际空间等离子体到白矮星、激光聚变中的极密等离子态, 从目前已有广泛工业应用的各种气体放电等离子体到可望成为人类未来主要能源的核聚变等离子体. 其研究面之广, 各具体对象的形态差异之大, 所采用的实验手段和理论方法之多是其他物理学科所少见的. 正因为这样, 等离子体物理从其他物理学科(包括流体力学)中借鉴了大量的实验手段和理论方法, 并加以改造和发展, 从而形成了既有本身特色又和其他学科有密切联系的等离子体实验技术和理论.

在科学技术发达的国家, 许多大学都开设等离子体物理课程, 并培养了数以千计的博士和相当于博士学位的高级人才. 在我国, 直到不久前, 等离子体物理人才还主要集中在少数研究所中, 并且偏重于核聚变高温等离子体的研究. 这就大大限制了对等离子体物理人才的需求, 因而绝大多数大学物理系都没有开设等离子体物理课程, 多数物理系毕业生对等离子体缺乏起码的了解. 近年来, 随着低温等离子体技术和工艺在材料加工及表面改性、薄膜制备、化工冶金等方面愈来愈多的应用, 加之一些原来从事高温等离子体物理研究的人才转入高校, 不少工科院校和大

学物理系都开始讲授或准备讲授等离子体物理课程,并开展各种应用研究.这对等离子体物理在我国的发展,无疑是有力的推动.

正是在上述情况下,中国等离子体研究会(一个以高校为主要成员的民间学术组织)委托有多年等离子体教学经验的中国科学技术大学近代物理系等离子体专业和大连理工大学等离子体实验室联合编写这本讲述等离子体基本原理的教科书.本书对象是物理系高年级本科生和工科研究生,在其他领域工作的教师和科研人员也可以把本书当成一本入门读物.

本书需要的物理基础是普通物理和部分电动力学、统计物理及量子力学的基本知识.所用的数学工具限制在高等数学(微积分及常系数微分方程)的范围内.

由于等离子体的行为和相应的描述方法种类多、跳跃大,而一般教科书又是分章讲述,缺乏总体上的联系,因此学生在学习之后往往只见树木不见森林,甚至有不知等离子体究竟为何物的感觉.为此,本书在第1章中除了讲述等离子体的定义及基本的时间、空间特征物理量外,还试图从统一的观点来讨论等离子体可能出现的主要行为及适于描述这些行为的不同理论方法,并且扼要说明在描述实际物理问题时这些方法的分工和配合.最后,以比较严格的数学推导,说明不同的理论描述方法间的内在联系.

从第2章开始,分别介绍了几种典型的等离子体理论方法及相应的典型等离子体行为.主要有单粒子轨道理论、碰撞(弹性及非弹性)理论、磁流体力学、波动现象、辐射理论及不稳定性理论.在等离子体理论中占重要地位的动力学(伏拉索夫)理论和近年来被广泛应用的计算机模拟方法,因需要较多的数学基础和一定的计算机条件,在本书中没有列入,但在第1章中给予简单的介绍.本书中第8章概略地介绍了一些等离子体的应用领域,但由于时间、篇幅的限制和作者们工作领域的限制,不可能很全面地反映出等离子体物理广泛应用的实际状况.读者可以通过本章所列出的参考书和参考文献深入到所关心的具体领域.最后本书附有习题和五个数学及物理附录,希望对本书的学习和今后的工作有所帮助.

本书作者的分工如下:胡希伟(中国科学技术大学),序言、第1章、第3章,第7章及附录;陈银华(中国科学技术大学),第2章、第5章及习题;马腾才(大连理工大学),第4章、第6章、第8章.

本书经中国科学院等离子体物理研究所霍裕平教授审稿,作者感谢他提出的包括更改书名在内的有益建议.

中国科学技术大学项志遴教授最早提议编写此书,中国等离子体研究会各成员普遍赞同,中国科学技术大学近代物理系等离子体专业为此书出版提供了财力上的支持,在此一并表示深切的感谢.

欢迎本书读者和等离子体物理界的同行指出错误,提出意见,以促进我国等离子体物理事业的蓬勃发展.

作 者

1988年5月1日

目 录

修订说明	(i)
第 1 版序	(iii)
第 1 章 等离子体的基本概念和描述方法	(1)
1.1 定义和基本性质	(1)
1.1.1 定义	(1)
1.1.2 基本的空间和时间尺度	(2)
1.1.3 电荷准中性条件	(7)
1.1.4 对外加电磁场的响应及自身的电磁辐射现象	(9)
1.1.5 碰撞过程的时间、空间特征尺度	(10)
1.1.6 等离子体分类	(12)
1.2 基本的描述方法	(16)
1.2.1 概述	(16)
1.2.2 单粒子轨道描述	(21)
1.2.3 磁流体方程和双流体方程	(23)
1.2.4 输运方程组	(25)
1.2.5 伏拉索夫方程	(27)
1.2.6 粒子模拟	(29)
1.3 各种描述方法的推导	(35)
1.3.1 动力学方程组	(35)
1.3.2 双流体方程组	(46)
1.3.3 磁流体力学方程	(54)
第 2 章 带电粒子在电磁场中的运动	(59)
2.1 引言	(59)

2.2 带电粒子在均匀恒定磁场中的运动	(60)
2.2.1 带电粒子在均匀恒定磁场中的运动	(60)
2.2.2 电漂移	(62)
2.2.3 重力漂移	(64)
2.3 带电粒子在变化磁场中的运动	(65)
2.3.1 漂移近似	(65)
2.3.2 梯度漂移	(66)
2.3.3 曲率漂移	(68)
2.3.4 粒子在随时间缓变磁场中的漂移	(69)
2.4 带电粒子在均匀恒定磁场和变化电场中的运动	(70)
2.4.1 非均匀电场	(70)
2.4.2 随时间缓变的电场	(73)
2.5 浸渐不变量及其简单应用	(74)
2.5.1 磁矩 μ 的不变性——磁镜效应	(75)
2.5.2 纵向不变量 J_z 费米加速	(80)
2.5.3 磁通不变量 Φ	(82)
2.6 带电粒子在高频场中的运动	(84)
2.7 带电粒子在环形磁场中的运动	(86)
2.7.1 带电粒子在简单圆环形磁场中的运动	(86)
2.7.2 磁力线的转动变换	(87)
2.7.3 通行粒子	(89)
2.7.4 捕获粒子	(92)
第3章 等离子体中的碰撞及输运	(94)
3.1 输运方程组	(94)
3.1.1 连续性方程	(94)
3.1.2 运动方程	(97)
3.1.3 能量平衡方程	(98)
3.1.4 关于输运方程的深入讨论	(99)
3.2 弹性碰撞和输运系数	(102)
3.2.1 带电粒子间弹性碰撞的处理方法	(103)
3.2.2 碰撞频率	(111)
3.2.3 输运系数	(133)

3.3 非弹性碰撞过程简介	(150)
3.3.1 概述	(150)
3.3.2 原子的激发和解激发	(160)
3.3.3 电离过程	(161)
3.3.4 复合过程	(170)
3.3.5 离子的电荷交换过程	(174)
第4章 磁流体力学	(179)
4.1 磁流体模型	(179)
4.2 磁流体力学方程	(180)
4.3 磁场的压强和应力	(184)
4.4 等离子体内磁场的冻结与扩散	(186)
4.5 双成分的磁流体力学	(189)
4.6 广义欧姆定律与等离子体电导率	(193)
4.7 等离子体的平衡与扩散	(195)
4.8 弱电离等离子体的双极扩散	(197)
第5章 等离子体中的波动现象	(200)
5.1 引言	(200)
5.2 有关波动的几个基本概念	(201)
5.2.1 波的表示法——相速度	(201)
5.2.2 群速度	(202)
5.2.3 波的偏振	(204)
5.3 非磁化等离子体中的静电波	(205)
5.3.1 朗缪尔振荡	(205)
5.3.2 朗缪尔波	(207)
5.3.3 离子声波和离子静电波	(208)
5.4 非磁化等离子体中的电磁波	(213)
5.5 垂直于磁场的静电波	(215)
5.5.1 高混杂静电振荡和高混杂波	(215)
5.5.2 低混杂振荡和低混杂波	(217)
5.5.3 垂直于磁场的静电离子回旋波	(218)
5.6 垂直于磁场的高频电磁波	(220)
5.6.1 寻常波($E_1 \parallel B_0$)	(220)

5.6.2 非寻常波($E_1 \perp B_0$)	(220)
5.6.3 截止和共振	(221)
5.7 平行于磁场的高频电磁波	(223)
5.7.1 左旋圆偏振波和右旋圆偏振波	(223)
5.7.2 哨声波	(226)
5.7.3 法拉第旋转	(227)
5.8 磁流体力学波	(228)
5.8.1 阿尔芬波	(229)
5.8.2 磁声波	(231)
5.9 漂移波	(233)
第6章 等离子体不稳定性	(235)
6.1 几种典型的理想 MHD 不稳定性	(236)
6.1.1 槽型不稳定性	(236)
6.1.2 螺旋不稳定性	(244)
6.2 线性撕裂模不稳定性	(249)
6.2.1 撕裂模不稳定的物理机制	(249)
6.2.2 撕裂模不稳定的增长率	(253)
6.3 色散关系与增长率	(256)
6.4 粒子不稳定性	(258)
6.5 离子声不稳定性	(266)
6.6 漂移不稳定性	(268)
6.7 电离不稳定性	(273)
6.7.1 产生不稳定的机制	(273)
6.7.2 影响 Z^+ 和 Z^- 的几种主要过程及其特征时间	(274)
第7章 等离子体中的辐射现象	(280)
7.1 概述	(280)
7.2 自生辐射过程简介	(281)
7.2.1 线辐射	(282)
7.2.2 复合辐射	(282)
7.2.3 韧致辐射	(283)
7.2.4 回旋辐射	(283)
7.3 自生辐射的功率公式	(284)

第 8 章 等离子体物理的应用	(287)
8.1 受控热核聚变:新能源	(287)
8.2 受控热核反应的能量平衡	(289)
8.3 高温等离子体的约束和加热方法	(292)
8.3.1 磁约束系统	(292)
8.3.2 惯性约束——激光核聚变	(296)
8.4 磁流体发电和等离子体加速器	(297)
8.5 等离子化学及其应用	(300)
8.5.1 热等离子体在制造超细粉末中的应用	(301)
8.5.2 ECR 微波等离子体及其在材料表面改性中的应用	(302)
8.6 日地空间等离子体	(303)
8.6.1 太阳风	(304)
8.6.2 磁暴和极光	(306)
习题	(309)
附录	(328)
附录 1 矢量和张量运算	(328)
附录 2 SI 制和高斯制下的物理量单位、量纲及相互转换	(332)
附录 3 十进制单位词冠表	(341)
附录 4 电磁波谱	(341)
附录 5 等离子体常用参数	(342)
跋一 关于等离子体的定义	(351)
跋二 关于 plasma 的汉语译名	(353)

第 1 章 等离子体的基本概念和描述方法

1.1 定义和基本性质

1.1.1 定义

等离子体是和固体、液体、气体同一层次物质存在形式,它是由大量处在非束缚态的带电粒子组成的有宏观空间尺度和时间尺度的体系.

在地球环境中,自然界等离子体只存在于远离地球表面的电离层及其以上空间中,或者寿命很短的闪电中,因而人类对它们的认识开始得很晚,至今仅一百余年.但在整个宇宙中,目前我们已经知道的物质绝大部分(如各种星体及星体间的物质)都以等离子体形式存在着.

等离子体和固、液、气三态在组成上最明显的不同之处在于后三者都是由中性的分子或原子组成的,而前者则由(原子、分子电离后的)电子和离子组成,这些带电粒子可以在空间相当自由地运动和相互作用,虽然有时电子和离子可以相碰而复合成中性原子,但同时也存在着中性原子因碰撞或其他原因而电离成电子、离子的过程.因此,可以在宏观尺度的时间和空间范围里存在着数量大体不变的大量电子和各种离子.正是因为如此,等离子体的许多性质才明显地和固体、液体、气体不同,有着自己特有的行为和运动规律.在这个意义上,往往称等离子体是物质(在这个层次上)的第四态.

在物质前三态中,和等离子体性质最相近的是气体,它们都是由大量可以自由运动的粒子组成的.只不过在气体中,粒子是中性的,而在等离子体中,粒子是带负电的电子和带正电的离子.因此,可以通过把气体中原子电离的方法来得到等离子体.人们在实验室中最早研究的等离子体正是通过气体放电得到的.

由于在电离的同时还存在着电子和离子复合成原子的过程,为了在宏观上维

持一个有一定密度的电子、离子体系,就要求其中的电子有足够大的动能,以使它能超过电子在离子静电势场中的平均势能,从而不被离子俘获.这样,可以引进一个无量纲的参数

$$\frac{\text{电子平均动能}}{\text{电子平均势能}} = \frac{KE}{PE},$$

其中 $KE = \frac{1}{2} m_e \overline{v_e^2}$ 是电子平均动能, v_e 是电子速度.在热力学平衡状态下,平均动能可以用温度 T 来表示

$$KE = \frac{1}{2} m_e \overline{v_e^2} = kT_e,$$

其中 k 是玻尔兹曼常数, T_e 是电子温度. PE 是电子的平均势能,可以表示成

$$PE \approx \frac{q_e^2}{l},$$

其中 l 是电子和其他带电粒子间的平均距离,可以近似地用电子密度 n_e 表示成 $l = (1/n_e)^{1/3}$. 于是

$$\frac{KE}{PE} \approx \frac{kT_e}{n_e^{1/3} e^2}.$$

当这个比值大大超过 1 时,体系是典型的等离子体;当 $KE/PE \ll 1$ 时,体系是中性粒子组成的气体.这个比值还可以和等离子体的特征尺度相联系,我们将在下面仔细讨论.

这里,我们要为本书采用的单位制作一些说明.本书基本上采取 SI 单位制,但有些例外,例如我们将采用电子伏特(eV)作为温度的单位,

$$1 \text{ eV} = 11\,600 \text{ K}.$$

由于电子伏特实际上是能量的单位,因此在本书中所有用 kT 表示的粒子动能都简写成 T .在需要进行数值计算时

$$1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}.$$

在第 3 章讨论带电粒子的弹性和非弹性碰撞截面时,我们用 cm^2 为单位而不是 m^2 为单位,其中的公式以高斯制为单位.采取这两个例外的原因是由于实验上测量的方便和量子力学表达的简单,几乎所有等离子体所用的实验数据都是以上述单位给出的.

关于法定的 SI 单位制和高斯制的关系及其相互转化,请见附录 2.

1.1.2 基本的空间和时间尺度

等离子体除了由带不同符号电荷的粒子组成外,还必须是一个宏观的体系.这

里所说的宏观是指在空间尺度和时间的延续长度上都是宏观的.

首先来看空间的特征尺度. 从带电粒子系中的任何一个带电粒子出发, 如果把坐标系原点放在这个粒子上, 则由于它的静电势场, 在它的附近一定会出现异种电荷粒子的聚集和同种电荷粒子的排空现象, 结果在它周围会出现一个净带异种电荷的球状“电荷云”. 在远离中心粒子的云外来看, 电荷云的包围削弱了中心粒子的有效电荷, 从而也就削弱了它对远处带电粒子的库仑力. 这种现象物理上称为静电屏蔽. 经过屏蔽后的中心粒子的电势就不再是库仑势而是屏蔽库仑势.

对处于热力学平衡态下的带电粒子系, 屏蔽库仑势可以从泊松方程得出. 由 $E = -\nabla\varphi(\mathbf{r})$, $\varphi(\mathbf{r})$ 是待求的电势, 在空间任意一点的 $\varphi(\mathbf{r})$ 满足泊松方程

$$\nabla^2 \varphi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho_q(\mathbf{r}),$$

其中 $\rho_q(\mathbf{r})$ 是 $\mathbf{r}$ 处的空间电荷密度, ϵ_0 是真空中介电常数 ($\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \times 10^{-9} \text{ F/m}$). 由于中心粒子的静电势场, $\rho_q(\mathbf{r})$ 由正、负空间电荷之差决定:

$$\rho_q(\mathbf{r}) = n_i(\mathbf{r})Z_i e - n_e(\mathbf{r})e,$$

其中 e 是单位电量, $n_i(\mathbf{r})$, $n_e(\mathbf{r})$ 分别是 $\mathbf{r}$ 处正负带电粒子的数密度, Z_i 是正电荷离子的电荷数. 当空间中不存在中心 ($\mathbf{r}=0$) 粒子时, 场场为零, 电子和离子应该是均匀分布的 (否则就会有一个空间电荷, 产生的电场将会消除正、负粒子分布上的不均匀), 故

$$n_{e0}(\mathbf{r}) = n_{e0} = n_0,$$

$$n_{i0}(\mathbf{r}) = n_{i0} = \frac{n_0}{Z_i}.$$

所以 $\rho_{q0}=0$. 但有了中心粒子的静电势 $\varphi(\mathbf{r})$ 后 $n_i(\mathbf{r})$, $n_e(\mathbf{r})$ 就不再均匀分布了, 它们的分布在热平衡状态下服从势场中的玻尔兹曼分布

$$n_\alpha(\mathbf{r}) = n_{\alpha 0} \exp\left[-\frac{V_\alpha(\mathbf{r})}{T_\alpha}\right] \quad (\alpha = e, i),$$

其中 $V_\alpha(\mathbf{r})$ 是粒子 α 在势场中的势能, T_α 是温度 (以能量为单位, 因此略去了玻尔兹曼常数). 对电子来说 $V_e(\mathbf{r}) = -e\varphi(\mathbf{r})$. 对离子, $V_i(\mathbf{r}) = Z_i e\varphi(\mathbf{r})$. 于是

$$\rho_q = e \left[Z_i n_{i0} \exp\left(-\frac{Z_i e\varphi}{T_i}\right) - n_{e0} \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right) \right].$$

对等离子体来说, 平均动能远大于平均势能, 故一般有 $e\varphi \ll T_\alpha$, 所以可以把 $e\varphi/T$ 当成小量对玻尔兹曼因子作泰勒展开

$$\exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right) \approx 1 + \frac{e\varphi}{T_e};$$

$$\exp\left(\frac{-Z_i e \varphi}{T_i}\right) \approx 1 - \frac{Z_i e \varphi}{T_i}.$$

代入泊松方程得

$$\nabla^2 \varphi(r) = \frac{e^2}{\epsilon_0} \left(\frac{n_{e0}}{T_e} + \frac{n_{i0} Z_i^2}{T_i} \right) \varphi(r).$$

为了简单,令

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_{De}^2 = \frac{\epsilon_0 T_e}{n_{e0} e^2}, \\ \lambda_{Di}^2 = \frac{\epsilon_0 T_i}{n_{i0} Z_i^2 e^2}. \end{array} \right. \quad (1.1.1a)$$

$$(1.1.1b)$$

及

$$\lambda_D^2 = (\lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2})^{-1}.$$

λ_{De} 、 λ_{Di} 及 λ_D 都是有长度量纲的量,分别称为电子德拜半径、离子德拜半径和总德拜半径,它们是等离子体的一个基本参数.

在三维空间,利用库仑作用的球对称性,可以在球坐标中把泊松方程写成

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right) \varphi(r) = \frac{\varphi(r)}{\lambda_D^2}.$$

其满足无穷远边界条件 $\varphi(r \rightarrow \infty) = 0$ 的解为

$$\varphi(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \exp\left(\frac{-r}{\lambda_D}\right). \quad (1.1.2)$$

这就是屏蔽库仑势.

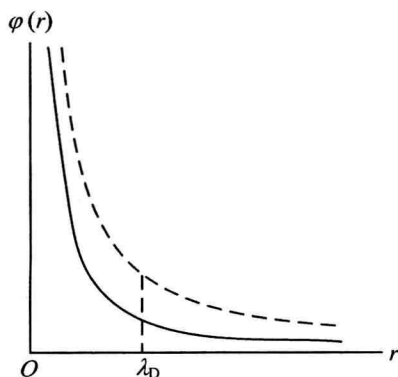


图 1.1 屏蔽库仑势(实线)和库仑势(虚线)

图 1.1 给出了屏蔽库仑势(1.1.2)和普通库仑势的曲线.可以看出,屏蔽库仑势随 r 增长迅速下降,其有效的作用力程大致可以用德拜半径来表示.在距离中心带电粒子半径为 $r < \lambda_D$ 的德拜球内,库仑作用虽被电荷云削弱,但仍然存在.这时一个位于德拜球内的其他带电粒子还能明显地感受到中心粒子势场的作用,从而较显著地改变本身的运动方向(即动量),带电粒子间的这种相互作用基本上可以用“碰撞”这样的物理图像来描述.而在 $r > \lambda_D$ 的德拜球外,中心粒子的势场就减弱得可以忽略,但是在下面可以证明(详

见1.3节)这时大量带电粒子的长程($r > \lambda_D$)库仑作用的相干叠加能使在一个很大范围($l \gg \lambda_D$)内的带电粒子群做有序的集体运动.这种集体运动和流体中的声波和水表面波相类似,往往又称为等离子体波.

德拜半径可以作为等离子体的宏观空间尺度.在上面解泊松方程时,我们利用了一个重要的边界条件: $\varphi(r \rightarrow \infty) = 0$.这就意味着德拜屏蔽要得以完成,须有等离子体的空间尺度 $l \gg \lambda_D$.如果 $r < \lambda_D$,则带电粒子系边界上的状态将会对泊松方程的解 $\varphi(r)$ 有很大影响.在带电粒子系的尺度限制在 λ_D 之内时,一般总是被物质表面约束住的,由于接触所可能产生的边界条件可以是非常多样的,所得到的 $\varphi(r)$ 也大不相同.这样的—个带电粒子系就不可能具有作为物质基本存在形式所应该具有的典型性质.因此在这个意义上,作为物质第四态的等离子体,其空间尺度必将大大超过德拜半径,即德拜半径是等离子体宏观空间大小的下限.至于等离子体的空间(以及时间)尺度是没有上限的,例如以等离子体为基本形态的宇宙中的炽热星体和星体间的不发光物质就都有巨大的体积(以及很长的存在时间).

接着再来考察等离子体存在时间的特征尺度.这个存在时间尺度必须足够长,使得大量带电粒子间有足够的时间相互作用,以消除各个粒子初始运动状态的影响,或者这些粒子偶然发生的涨落所造成的影响.如果带电粒子系存在的时间小于这个典型的时间尺度,则它们仅仅是许多彼此不相关的个体的简单堆积,体系的性质依赖于所堆积的粒子初始状态或者是涨落造成的偶然状态,因而是可以千变万化的,这样的体系当然不可能具有物质基本存在形态应有的典型性质和运动规律.

在等离子体中,带电粒子的屏蔽库仑作用力程为德拜半径 λ_D ,当粒子的平均热速度为 $v_i = \sqrt{T/m}$ (注意 T 取能量为单位,略去了 k)时,它无阻碍地通过这段力程的时间(即两粒子充分相互作用的最短时间尺度)为 $\tau_p \sim \lambda_D/v_i = \sqrt{m/T}\lambda_D$.考虑到电子比离子轻得多,因此 $\tau_{pe} = \sqrt{m_e/T_e}\lambda_{De} \ll \tau_{pi} = \sqrt{m_i/T_i}\lambda_{Di}$ (λ_{De} 和 λ_{Di} 差别并不会很大),故我们一般取 τ_{pe} 为等离子体存在的宏观尺度,下面将证明, τ_{pe} 是和等离子体集体运动的时间尺度直接有关的.

等离子体中最普遍、最快的集体运动是由电子运动的涨落引起的.简单起见,我们考虑等离子体中某一小区域(设在 $x = 0$ 处)内的一批电子,由于偶然的涨落,忽然都以相同的速度向 x 正方向移动.这时离子因为质量很大,可以当成是不动的均匀正电荷背景.在电子没有移动前,假定正负电荷在空间完全抵消,而当电子定向运动后,在 $x = 0$ 附近的负电荷完全移到 $x > 0$ 的某—处,因此使得 $x = 0$ 处正电荷过剩而 $x > 0$ 某—点的负电荷过剩,这就造成了空间电荷分离,从而造成一个空间电场 E .假定移动后的电子都集中到垂直于 x 方向的一个面 $S = S e_x$ 上, e_x 是此