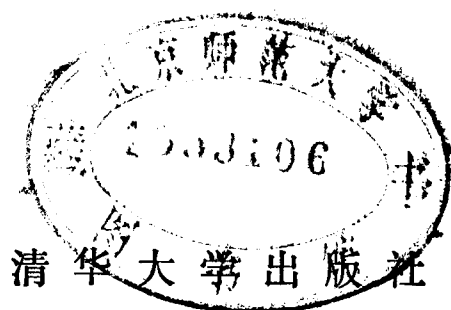


等离子体加工技术

甄 汉 生

101/35/25



内 容 提 要

本书系统介绍等离子体加工技术原理及其应用。全书共8章,包括等离子体基本性质、等离子体的形成、等离子体诊断、等离子体加工技术中的物理化学问题,以及化学气相沉积(CVD)、物理气相沉积(PVD)、刻蚀用的等离子体设备及其应用。除目前已广泛应用的一些等离子体加工技术外,还介绍了国内外正在发展的微波等离子体加工技术,包括微波离子源技术,以及其它混成技术。

本书可作高等学校电子物理专业研究生和高年级学生的教材,也可供从事微细加工技术、薄膜技术、等离子体系统技术的科技人员参考。

等 离 子 体 加 工 技 术

甄 汉 生

☆

清华大学出版社出版

北京 清华园

北京昌平振南排版厂排版

中国科学院印刷厂印装

新华书店总店科技发行所发行

☆

开本: 787×1092 1/16 印张: 10.5 字数: 246 千字

1990年10月第1版 1990年10月第1次印刷

印数: 0001~2000

ISBN 7-302-00664-4/TN·19

定价: 2.20 元

出 版 说 明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定，我部承担了全国高等学校、中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力，有关出版社的紧密配合，从1978年至1985年，已编审、出版了两轮教材，正在陆续供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要，贯彻“努力提高教材质量，逐步实现教材多样化，增加不同品种、不同层次、不同学术观点、不同风格、不同改革试验的教材”的精神，我部所属的七个高等学校教材编审委员会和两个中等专业学校教材编审委员会，在总结前两轮教材工作的基础上，结合教育形势的发展和教学改革的需要，制订了1986~1990年的“七五”（第三轮）教材编审出版规划。列入规划的教材、实验教材、教学参考书等近400种选题。这批教材的评选推荐和编写工作由各编委会直接组织进行。

这批教材的书稿，是从通过教学实践、师生反应较好的讲义中经院校推荐，由编审委员会（小组）评选择优产生出来的。广大编审者、各编审委员会和有关出版社为保证教材的出版和提高教材的质量，作出了不懈的努力。

限于水平和经验，这批教材的编审、出版工作还会有缺点和不足之处，希望使用教材的单位，广大教师和同学积极提出批评建议，共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

电子工业部教材办公室

前 言

低温等离子体技术是在辉光放电基础上发展起来的。最初利用惰性气体异常辉光放电的溅射镀膜,其功能及用途极为有限。60年代对非惰性气体,如 O_2 、 N_2 、 CF_4 、 SiH_4 等气体放电等离子体的研究,发现放电产生的低温等离子体内含有各种活性的粒子,它们具有不同的能量,在固体表面能发生各种物理和化学效应,其功能从单纯的质量运输,发展为低温化学气相淀积、化学聚合、阳极氧化、干法刻蚀。因此低温等离子体技术在微电子器件和光电子器件制造工艺中得到了广泛的应用。

发展低温等离子体加工技术,即用干法等等离子体加工技术取代传统化学湿法加工技术,用低温技术取代高温化学气相淀积。

传统的微电子工艺是从印刷电路制版技术移植过来的,在图形加工的主要工序中,如涂胶、显影、刻蚀和去胶,都是用溶液进行的,需要使用大量工业用水和昂贵的有机化学溶剂,废液的处理也需要大量投资。化学湿法刻蚀,由于腐蚀液各向同性的刻蚀作用,图形线宽的精细化受到一定的限制。目前化学湿法工艺的最精细线宽是 $3\mu m$,要突破这个线宽,实现 $1\mu m$ 左右的精细图形转移是很困难的。而且采用化学湿法工艺也不利于推行大规模的自动化工业生产。因此用干法等等离子体加工技术取代化学湿法加工工艺是提高器件集成度的一个关键。事实上,应用等离子体加工技术后,图形的线宽已从 $3\mu m$ 提高到了亚微米量级。

采用高温化学气相淀积工艺时,高温对器件性能有不利影响。例如硅的热氧化温度在 $1000^\circ C$ 以上,化学气相淀积 Si_3N_4 薄膜时基片温度也要求大于 $800^\circ C$ 。高温对结深控制、掺杂扩散再分布以及基片或薄膜中的缺陷和应力都会有很大的影响。为了提高器件的性能、质量和集成度,用低温加工新技术来代替高温加工技术是发展的必然趋势。利用等离子体中组成粒子的动能和活化能,在低温的基片表面可以实现化学反应,这一技术的发展具有重大意义。此外,由于等离子体低温淀积技术的发展,玻璃、铝、不锈钢,以及塑料这些价格低廉的基片材料都能使用,使某些器件,例如大面积非晶硅太阳能电池等,能得到更广泛的应用。

低温等离子体技术在微电子学和光电子学集成器件制造中,已显示出它的独特的功能,有的已发展成为经济有效的技术。但是,由于低温等离子体技术涉及多种学科和多种技术,诸如等离子体物理、等离子体化学、固体物理、气体放电物理学、真空技术和各种测量和控制技术,以及等离子体空间粒子的多样性、相互作用的复杂性,和在固体表面复杂的物理化学过程,给基础研究带来一定困难,在工业应用中也存在很多问题有待解决。因此这是一个内容丰富,而又有待探索和开发的领域。

本书第一章介绍等离子体的基本概念和性质。第二章介绍等离子体产生的方法,包括直流放电、射频放电和微波放电。其中微波电子回旋共振放电方法能提供高活性粒子的等离子体,对发展微电子学和光电子学器件的加工工艺有很大价值。第三章介绍低温

等离子体的诊断方法,包括静电探针、发射光谱、吸收光谱、激光诱导荧光光谱和质谱方法。这些方法对评估等离子体加工设备的性能指标是十分重要的,其中有的方法,还可以用来研究等离子体空间以及固体表面发生的基本物理和化学过程,是加工技术基础研究的重要手段,有的还可能发展成加工过程实时监控的手段。第四章介绍等离子体淀积、刻蚀、氧化和聚合过程中的一些物理化学问题。第五、六、七章分别介绍等离子体化学气相淀积(CVD)、物理气相淀积(PVD)和刻蚀设备的基本原理及应用。第八章介绍等离子体加工技术发展的展望。

本书阐明了低温等离子体技术的基本原理及其应用,力求介绍最新的进展,并提出有待研究的问题。期望本书的出版,有助于促进我国低温等离子体技术在微电子学和光电子学器件中的应用开发。本书适于电子物理专业的研究生和高年级学生作为教材,也可供从事等离子体设备和工艺的技术人员参考。

由于本书论题涉及面十分宽广,限于编者水平,书中难免存在错误和缺点,敬请读者批评指正。

编 者

1989年9月

目 录

前 言

第一章 等离子体的基本性质	1
§ 1.1 概述	1
§ 1.2 等离子体的定义	1
§ 1.3 等离子体的温度	2
§ 1.4 等离子体浓度及其电离度	4
§ 1.5 等离子体的德拜屏蔽	4
§ 1.6 等离子体的静电振荡	10
§ 1.7 等离子体中的双极扩散	12
参考文献	14
第二章 等离子体的形成	15
§ 2.1 概述	15
§ 2.2 直流辉光放电	15
§ 2.3 射频 (RF) 放电	23
§ 2.4 微波放电	41
参考文献	62
第三章 低温等离子体的诊断	64
§ 3.1 概述	64
§ 3.2 静电探针测量方法及其应用	64
§ 3.3 质谱技术在等离子体诊断中的应用	70
§ 3.4 光谱技术在等离子体诊断中的应用	75
§ 3.5 红外吸收光谱测量技术	79
§ 3.6 激光诱导荧光光谱技术	81
参考文献	83
第四章 低温等离子体加工过程中的物理化学问题	84
§ 4.1 概述	84
§ 4.2 等离子体化学气相淀积中的物理化学问题	84
§ 4.3 等离子体刻蚀的物理化学问题	88
§ 4.4 离子束淀积和晶体生长中的物理化学问题	94
§ 4.5 等离子体氧化过程的物理化学问题	97
§ 4.6 等离子体聚合过程中的物理化学问题	99
参考文献	103

第五章 等离子体CVD设备及其应用	105
§ 5.1 概述	105
§ 5.2 射频等离子体 CVD 设备	105
§ 5.3 微波等离子体 CVD 设备	109
§ 5.4 等离子体 CVD 设备公共构件的配置要求	116
§ 5.5 等离子体CVD淀积膜厚的监控	117
§ 5.6 低温等离子体CVD 设备的应用	120
§ 5.7 低温等离子体 CVD 设备的技术指标	121
参考文献	122
第六章 低温等离子体PVD设备及其应用	124
§ 6.1 概述	124
§ 6.2 低温等离子体 PVD 设备的要求	124
§ 6.3 直流二极溅射设备	125
§ 6.4 等离子体磁控溅射 PVD设备	126
§ 6.5 射频等离子体溅射 PVD设备	131
§ 6.6 微波等离子体溅射 PVD设备	132
参考文献	133
第七章 等离子体和离子束刻蚀设备及其应用	134
§ 7.1 概述	134
§ 7.2 刻蚀工艺的要求	134
§ 7.3 射频等离子体刻蚀设备	139
§ 7.4 微波等离子体刻蚀设备	140
§ 7.5 射频放电反应离子刻蚀设备	141
§ 7.6 射频磁控刻蚀设备	142
§ 7.7 反应离子束刻蚀设备	143
§ 7.8 影响刻蚀工艺的因素	145
§ 7.9 等离子体和离子束刻蚀的实时监控方法	149
参考文献	149
第八章 微细加工中等离子体技术发展的展望	151
§ 8.1 概述	151
§ 8.2 微细加工中等离子体技术的进展	151
§ 8.3 开发等离子体技术在微细加工中新的应用领域	154
§ 8.4 等离子体加工技术的基础研究	158
参考文献	159

第一章 等离子体的基本性质^(1,2)

§ 1.1 概 述

等离子体是物质在高温或特定激励下的一种物质状态。是除固态、液态和气态以外，物质的第四种状态。

恒星内部及其大气层、气态星云和星际氢是等温的高温等离子体。地球高空的电离层、极光，日常生活中用的荧光灯、霓虹灯，气体激光器放电管中的导电气体，则是由宇宙线辐射电离，或是人工放电激励下产生的不等温的低温等离子体。显然，在我们生活中，等离子体并不天然存在。沙哈 (Saha) 的热电离理论证明了上述论点。根据沙哈方程式

$$\frac{x_i^2}{1-x_i} = \frac{3.19 \times 10^{-2} T^{5/2} \exp[-eU_i/(kT)]}{p} \quad (1.1)$$

其中 $x_i = n_i/n_n$ 是气体电离度， T 是温度， e 是电子电荷， k 是波尔兹曼常数， U_i 是气体粒子的电离电位， p 是压强，以氮气为例， $U_i = 14.5\text{V}$ ， $p = 112\text{kPa}$ 。计算所得的 x 与 T 的关系列在表 1.1 中。计算表明：当 $kT \leq 0.1eU_i$ 时，气体处于低电离度状态；当温度稍升高， $kT > 0.1eU_i$ 时，气体电离度骤升。这就是温度达百万度的天体中存在高温等离子体，而地球上不存在高温等离子体的原因。

表 1.1 热电离气体温度 T 与电离度 x 的关系

$T(\text{K})$	273	300	10^3	5×10^3	10^4	1.5×10^4
x	10^{-134}	10^{-122}	9×10^{-73}	3.7×10^{-13}	1.2×10^{-2}	3.1×10^{-1}
$T(\text{K})$	5×10^4	10^5	5×10^5	10^6	5×10^6	10^7
x	0.99	0.99	0.99	1	1	1

等离子体是电离气体，但电离气体并不一定是等离子体。含有等量的正、负带电粒子数的气体也不一定是等离子体。因此对等离子体必须下一个明确的科学定义。

§ 1.2 等离子体的定义

等离子体的明确定义是：“等离子体是由大量正负带电粒子和中性粒子组成的，并表现出集体行为的一种准中性气体”。

(一) 等离子体的集体行为体现在带电粒子的作用不局限在它自身周围, 它的运动引起的空间电荷局部集中, 产生空间电荷场, 电荷的运动也会产生电流引起的磁场, 这样的电荷电场和电流磁场, 对远处的带电粒子运动发生积极的影响。因此等离子体是一个完整的整体。下面简单讨论等离子体中带电粒子集体行为产生的原因。图 1.1 中, 两个

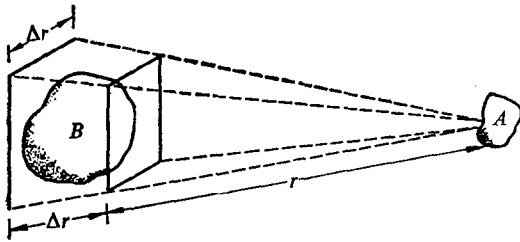


图 1.1 等离子体中长程力的作用

相距 r 的空间体积 A 和 B , 由于某种原因, 它们稍稍偏离了电中性, 即稍稍带有某种符号的纯电荷。这两个体积之间存在两个影响其作用的因素, 一个是静电库仑力, 这个力随 $1/r^2$ 改变, 距离 r 越大静电库仑力越小。另一个因素是, 在给定立体角 (即 $\Delta r/r = \text{常数}$) 的情况下, B 体积中偏离电中性的纯电荷量, 随 r^2 增加。如果假定 B

体积中纯电荷密度为 q_B , 那么随 r 的增加, B 体积的扩大, 使 B 体积中含有的电荷总量 $Q_B = q_B C r^3$, 其中 $C = \Delta r/r$ 是常数。若 A 体积中的纯电荷量为 q_A , 那么两个体积之间的长程库仑力 $F \propto q_A q_B C r^3 / r^2$, 即 F 随 r 增加而增大。这说明等离子体中的带电粒子运动不仅取决于其周围的条件, 还与远距离处等离子体的状态有密切的联系。而长程作用力是把等离子体保持为一个整体的原因。

(二) 等离子体的准中性含义 等离子体准中性的简单意思, 就是等离子体空间中含有等量的正、负电荷, 从整体上看它是电中性的。但在一个很小的体积中就有可能出现某一符号的纯电荷。因此讨论的对象就存在一个体积尺度的问题, 此问题将在 § 1.5 德拜屏蔽球中讨论。此外等离子体的准中性, 还存在一个时间尺度的问题。例如, 带电粒子在等离子体中不是静止不动的, 由于运动, 在某一个时间间隔内可能出现同号电荷的局部集中, 使这个空间偏离了电中性。如果研究的对象是一个比该时间间隔长的过程, 那么短暂的电中性偏离, 经过长时间的平均, 还可以认为是电中性的。如果研究的对象是一个比该时间间隔短的过程, 那么就不能认为这个空间是电中性的了。关于这个问题, 在 § 1.6 等离子体静电振荡中, 还会详细分析。

§ 1.3 等离子体的温度

物体的温度是热平衡情况物体中分子热运动的统计平均量。处于热平衡状态的物体只有一个确定的温度。

处于热平衡状况的气体中, 粒子的速度按麦克斯韦分布, 即

$$f(u, v, w) = A \exp \left[-\frac{1}{2} m_a (u^2 + v^2 + w^2) / (k T_a) \right] \quad (1.2)$$

其中 u, v, w 是三个速度分量,

$$A = n [m_a / (2\pi k T_a)]^{3/2} \quad (1.3)$$

n 是粒子的浓度, m_a 和 T_a 分别是粒子的质量和温度, k 是波尔兹曼常数。粒子的平均动能

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_{av} &= \frac{\iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} m_a (u^2 + v^2 + w^2) A \exp \left[-\frac{1}{2} m_a (u^2 + v^2 + w^2) / (kT_a) \right] du dv dw}{\iiint_{-\infty}^{\infty} A \exp \left[-\frac{1}{2} m_a (u^2 + v^2 + w^2) / (kT_a) \right] du dv dw} \\ &= \frac{3}{2} kT_a.\end{aligned}\quad (1.4)$$

气体粒子每一个自由度的平均能量等于 $\frac{1}{2} kT_a$ 。气体粒子的温度 T_a 与其平均动能 $\mathcal{E}_{av}$ 对应，所以气体电子学中，常用能量单位 (eV) 来表示温度，而且为了不在包含的维数上发生混淆，不用 $\mathcal{E}_{av}$ ，而用 kT_a 来表示温度。例如 $T_a = 300\text{K}$ ，则

$$kT_a = \frac{1.38 \times 10^{-23} \times 300}{1.6 \times 10^{-19}} = 2.6 \times 10^{-2} \text{ (eV)}$$

其中用到了 $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$ 与 $1\text{eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{J}$ 的关系。这说明室温情况下，气体的平均动能是很小的。若 $kT_a = 1\text{eV}$ ，那么相应的温度 $T_a = 11600\text{K}$ 。因此它们的转换因子是

$$1\text{eV} = 11,600\text{K} \quad (1.5)$$

一个 2eV 的粒子是指它的 $kT_a = 2\text{eV}$ ，或者说在三维空间中，它的 $\mathcal{E}_{av} = 3\text{eV}$ 。

处于热平衡状况的等离子体，其等离子体中的所有组成粒子都具有相同的平均能量，那么它与热平衡的气体一样，所有的组成粒子都有相同的平均动能，有相同的粒子温度。但是在不等温低温等离子体中，情况就复杂多了。因为利用电场和磁场作驱动源产生的等离子体中，由于电子和正离子的质量差别悬殊，受场的加速不同，往往它们的平均动能差别很大。在等离子体物理学中，电子和正离子有各自独立的不同平衡温度的麦克斯韦速度分布函数。电子温度 T_e 比正离子温度 T_i 要高得多，而认为正离子温度 T_i 与等离子体中的中性粒子温度 T_a 一样。作为一个整体的等离子体出现了两个组成粒子的温度，与物理学中一个物体在热平衡条件下只有一个温度的概念是否有矛盾呢？下面来说明这个问题。因为正离子与正离子或中性粒子之间的碰撞截面比电子与正离子或中性粒子之间的要大，又因为在弹性碰撞条件下，粒子间发生对心碰撞时的动能转换比

$$\kappa \approx 4m_1m_2/(m_1 + m_2)^2 \quad (1.6)$$

相同质量粒子之间的 $\kappa \approx 1$ ，而质量大小差别悬殊的粒子之间的 $\kappa \approx 0$ 。因此在弹性碰撞情况下，有理由认为一个等离子体整体中，包含有两个彼此动能不发生交换的独立粒子体系。所以等离子体中存在不同的 T_e 和 T_i 是可以接受的，与物理学的温度概念并不矛盾，或者可以说是温度概念的扩充。

在此，有必要对电子温度作一些说明。通过实验测定，放电管等离子体正光柱中的 $kT_e \approx 2\text{eV}$ 或 $T_e \approx 23,200\text{K}$ 。这样高的温度没有把玻璃管烧化，其原因是，在这样的低温等离子体中，电子浓度 $n_e \approx 10^9 \sim 10^{10} \text{cm}^{-3}$ ，电子的质量小，热容量也不大，所以当它们以一定的热运动速度撞击玻璃管壁时，传递给器壁总的热量不大，而玻璃器壁的热容量又相对地大，因此引起管壁的温升不足以使玻璃管融化。

§ 1.4 等离子体浓度及其电离度

当等离子体中只有单荷正离子时,它含有的电子和正离子粒子浓度是相等的,可以用等离子体浓度这一概念来描述。但是当等离子体中存在多电荷正离子时,电子浓度势必比正离子浓度大,这时,必须分别用电子浓度和正离子浓度来表征等离子体。等离子体浓度,或者电子浓度和正离子浓度是等离子体的一个重要参数,它决定了等离子体的性质。等离子体浓度决定了等离子体电学性质,而其它活性激发粒子浓度则决定了等离子体的很多化学性质。正是利用等离子体这些物理化学性质实现薄膜气相化学淀积和反应离子刻蚀。由于各种粒子的活性激发都是通过电子的非弹性碰撞完成的,因此必须对等离子体中的电子浓度进行研究。

决定等离子体或者决定一个等离子体装置性能的一个物理量是等离子体的电离度。电离度是等离子体中电子浓度与放电前中性气体粒子浓度之比。在§1.1中,我们已用到了这个概念,即

$$\alpha_i = n_e / n_n \quad (1.7)$$

其中,中性气体粒子的浓度(在273K情况)

$$n_n = 2.65 \times 10^{14} p \quad (1.8)$$

p 是系统中的气压,单位为Pa,中性粒子浓度 n_n 的单位是 cm^{-3} 。如果一个等离子体装置,能在低气压下放电,并维持高浓度的等离子体,那么它将获得很大的电离度。

§ 1.5 等离子体的德拜屏蔽

(一) 德拜屏蔽效应

德拜屏蔽是等离子体的一个重要属性,是抗御外界干扰保持电中性,并对此作出反应的一种能力。为了说明等离子体的这种能力,在等离子体中插入两个与电池相连的小球(图1.2),试图通过小球,在等离子体内部引入一个电场。由于引入电场的作用,几乎

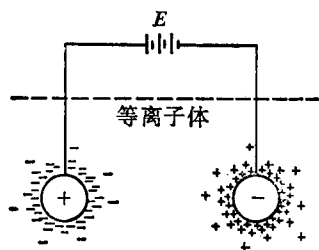


图 1.2 德拜屏蔽

立刻在负电极周围形成离子云,在正电极周围形成电子云。如果假定电池容量足够大,等离子体是冷的,即忽略其热运动,那么只要电极上的电荷,与云层中的异号电荷一样多,就能保证把引入的电场压缩在云层区,而在云层外的等离子体中就不受插入电场的干扰。如果等离子体不是冷的,那么处在云层边缘强电场的那些粒子有足够的热运动能量脱离云层中静电

势阱,于是云层中的异号电荷数少于球上的电荷数,这时,屏蔽就不完全了。小球引入的干扰场将透过云层区渗入等离子体,这就是说云层将扩展。云层扩展的程度与等离子体中带电粒子的平均动能有关。这就是等离子体的屏蔽效应,这个云层就是德拜屏蔽层。

(二) 等离子体屏蔽鞘层中的电位分布

为了简化讨论, 我们只分析一维的情况。假定屏蔽鞘层边缘 $x=x_p$ 的平面上电位为 V_p 。因为正离子质量 m_i 比电子质量 m_e 大得多, 所以假定正离子是静止不动的, 形成了一个均匀的正电荷本底, 即鞘层内的正离子分布 $n_i(x)=n_i$, 而电子的分布是 $n_e(x)$ 。根据泊松 (Poisson) 方程式, 写出

$$\nabla^2 V = \frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi q[n_i - n_e(x)] \quad (1.9)$$

如果等离子体中的带电粒子浓度 $n_i=n_{e0}$ (正离子电荷 $Z=1$), 由于鞘层中有一定的电位分布, 所以只有动能比较大的电子, 能克服拒斥场的作用。根据玻尔兹曼 (Boltzmann) 统计分布规律, 电子浓度的分布是

$$n_e(x) = n_{e0} \exp\left[-\frac{eV(x)}{kT_e}\right] \quad (1.10)$$

上式代入泊松方程式 (1.9), 令 $q=-e$, 得到

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = 4\pi e n_{e0} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{eV(x)}{kT_e}\right] \right\} \quad (1.11)$$

当 $eV(x) \ll kT_e$ 时, 上式中的指数可以用台劳级数展开式表示。若忽略高次项只保留线性项, 则有

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \frac{4\pi e^2 n_{e0} V(x)}{kT_e} \quad (1.12)$$

若 $x=0$ 处 $V(0)=V_0$, 那么解微分方程式 (1.12) 得到

$$V(x) = V(0) \exp\left[-\left(\frac{4\pi e^2 n_{e0}}{kT_e}\right)^{1/2} x\right] \quad (1.13)$$

这就是等离子体屏蔽鞘层中电位的分布, 示于图 1.3。在第三章等离子体诊断中, 我们将证明不管插入体的电位是正还是负, 插入体相对等离子体的电位总是负的。因此, 若鞘层边缘 $x=x_p$ 处的电位等于等离子体电位 V_p , 即

$$V_p = V(x_p) = V(0) \exp\left[-\left(\frac{4\pi e^2 n_{e0}}{kT_e}\right)^{1/2} x_p\right] \quad (1.14)$$

而且 $V(0)$ 是负的, 因此 x_p 处的电位总要比 $x=0$ 处的正。

以上处理中, 曾作了 $eV(x) \ll kT_e$ 的假定。而在靠近 $x=0$ 的平面处, 这一假定是存在问题的。譬如电子的平均能量 $kT_e=5\text{eV}$, 而插入物上的外加电位大于 10V 时, 这个假定是不适用的。M. Mitchner 等^[3]曾直接对式 (1.11) 进行过精确求解。结果发现, 与在上述假定下得出的近似解比较一致。从图 1.3 可以解释这种一致的原因。实际上 $V(x)$ 变化大的区域只是在非常靠近 $x=0$ 的范围内, 而鞘层中的大部分区域 $V(x)$ 变化都不大, 所以那个近似的假定还能成立。

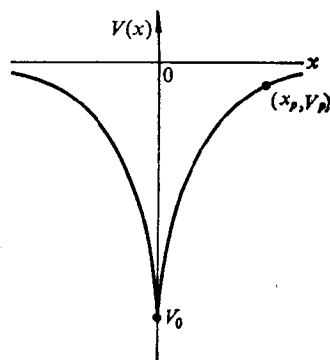


图 1.3 负极周围屏蔽层中的电势分布

(三) 德拜屏蔽鞘层的厚度

如果定义电位降至引入干扰物电位的 e^{-1} 倍处是鞘层边缘,那么从式(1.14)可得出

$$\lambda_D = [kT_e / (4\pi e^2 n_{e0})]^{1/2} \quad (1.15)$$

这就是德拜屏蔽鞘层的厚度。它体现了等离子体屏蔽外场干扰的一种能力。 λ_D 越小表明这种能力越强。当等离子体中的电子平均能量 kT_e 比较大而电子浓度 n_{e0} 比较小时,这种能力就差一些,鞘层的厚度就必须扩展以满足屏蔽的需要,而鞘层外的等离子体空间将维持其准电中性的特点。

从上面的分析,可以引出一个重要的等离子体判据,即等离子体的线度 L 必须比 λ_D 大

$$L \gg \lambda_D \quad (1.16)$$

如果不满足这个条件,一旦引入外界干扰,等离子体将不复存在。这个条件也正是等离子体准电中性空间线度所要求的。屏蔽鞘层形成本身也恰好说明其“集体行为”在起积极作用。单个带电粒子的运动是不可能形成这个鞘层的。

(四) 悬浮插入物表面的鞘层

上面介绍了带电插入物表面形成德拜屏蔽层的问题,现在讨论悬浮插入物表面形成鞘层的情况。所谓悬浮插入物是指它与外界没有任何电的连系。由于等离子体中的电子和正离子都在进行热运动,它们随机地向极板飞来。根据分子运动论,可知它们遵循余弦定律,在单位时间内落在极板单位面积上的粒子数

$$dn_e/dt = \frac{1}{4} n_e \bar{v}_e \quad (1.17)$$

$$dn_i/dt = \frac{1}{4} n_i \bar{v}_i \quad (1.18)$$

其中 n_e 和 n_i 分别是等离子体中的电子浓度和正离子浓度, $\bar{v}_e$ 和 $\bar{v}_i$ 是电子和正离子各自的平均热运动速度。如果正离子是单荷的,那么 $n_e = n_i$,所以它们的电流密度分别是

$$j_e = \frac{1}{4} e n_e \bar{v}_e \quad (1.19)$$

$$j_i = \frac{1}{4} e n_i \bar{v}_i \quad (1.20)$$

由于等离子体中 $\bar{v}_e$ 比 $\bar{v}_i$ 大,所以 $j_e \gg j_i$ 。于是极板上就出现负的净电荷,极板与等离子体之间就产生了一个电荷电场。这个电场拒斥电子,吸引正离子。过程平衡时,极板上有一个稳定的电位 V_f ,在它与等离子体电位 V_p 之差的作用下保持 $j_e = j_i$ 。这个稳定的电位 V_f 就是插入物的悬浮电位。显然 $V_f < V_p$,也就是说在插入物与等离子体之间形成一个电位差为 $V_p - V_f$ 的鞘层。

如果假定向极板飞来的正离子不受鞘层场的影响,而电子在穿越鞘层时,受到拒斥场的作用,只有动能能克服这个势垒的那部分电子才能到达极板。根据玻尔兹曼分布函数,可知能穿越这个势垒的电子浓度

$$n_e = n_{e0} \exp \left[- \frac{e(V_p - V_f)}{kT_e} \right] \quad (1.21)$$

已知平衡时, $j_e = j_i$,即

$$n_{e0} \bar{v}_e \exp\left[-\frac{e(V_p - V_f)}{kT_e}\right] = n_i \bar{v}_i \quad (1.22)$$

若 $n_{e0} = n_i$ ($Z=1$), 平均热运动速度

$$\bar{v} = [8kT/(\pi m)]^{1/2}$$

那么式 (1.22) 可改写为

$$V_p - V_f = \frac{kT_e}{e} \ln\left(\frac{\bar{v}_e}{\bar{v}_i}\right) = \frac{kT_e}{2e} \ln\left(\frac{m_i T_e}{m_e T_i}\right) \quad (1.23)$$

若以Ar等离子体为例, 当 $kT_e = 2\text{eV}$, $kT_i = 0.043\text{eV}$, $m_i/m_e = 1840 \times 40$ 时, 算出 $V_p - V_f = 15\text{V}$ 左右。等离子体电位 V_p 总是正的, 即使在极端情况下也只能认为是 0, 所以极板的悬浮电位是 -15V 。如果进一步讨论这个悬浮极板上负电位的影响, 一定会发现与前面已讨论过的结论一样。即极板表面形成一个屏蔽鞘层, 鞘层中电位按式 (1.14) 分布, 其厚度满足式 (1.15) 的关系。

现在来研究一下, 正离子越过鞘层到达悬浮极板时的动能。这是一个与等离子体 CVD 和刻蚀应用有关的问题。从上面讨论可知, 正离子通过鞘层时, 受到鞘层电场的加速, 正离子从鞘层场中获得能量, 将全部转变成轰击极板的动能。从式 (1.23) 可得出正离子的轰击动能

$$\mathcal{E}_i = e(V_p - V_f) = \frac{kT_e}{2} \ln\left(\frac{m_i T_e}{m_e T_i}\right) \quad (1.24)$$

再用Ar等离子体为例, 计算轰击能 $\mathcal{E}_i$ 与等离子体电子温度的关系, 结果列在表 1.2 中。Ar⁺ 轰击能随电子温度的增大而增加。在加工应用的等离子体系统中, 电子温度 kT_e 一般在 $4 \sim 10\text{eV}$, 因此正离子轰击极板表面的能量在 $31.5 \sim 83\text{eV}$ 之间。这是一个值得注意的能量。

表 1.2 Ar⁺轰击能 $\mathcal{E}_i$ 与电子温度 kT_e 之间的关系

$kT_e(\text{eV})$	2	5	10	15	20
$\mathcal{E}_i(\text{eV})$	15	40	83	128	174

(五) 波姆 (Bohm) 鞘层模型

当等离子体浓度 $n_e = 10^{10}\text{cm}^{-3}$, 电子温度 $kT_e = 5\text{eV}$ 时, 根据悬浮极板屏蔽鞘层的理论, 由式 (1.19) 与 (1.20) 可分别算出 $j_e = 37.9\text{mA/cm}^2$, $j_i = 20.5\mu\text{A/cm}^2$, 但实际测出的正离子流密度比这个理论值大了十倍左右。为了正确反映鞘层中正离子流密度的情况, Bohm^[4] 提出了一个改进的鞘层模型。这个模型与原来德拜屏蔽鞘层模型的差别是, 在等离子体与鞘层之间, 插入了一个准电中性的过渡区, 或者说, 波姆把原来鞘层模型中的弱电场区划为准电中性区。在这个准电中性的过渡区中, 波姆认为电子浓度与正离子体浓度近似相等。这个差异导致进入强电场鞘层边缘的正离子的速度, 由于经过准电中性过渡区弱电场的加速, 比等离子体中的正离子热运动平均速度要增大一些。

根据Bohm的鞘层模型 (图 1.4), 设准电中性过渡区与正空间电荷鞘层的界面为

$x=0$, 该处, $n_i(0)=n_e(0)$ 。并假定这个界面处的电位为 $V(0)$, 鞘层中的电位是单调下降的函数 $V(x)$ 。还假定鞘层中不发生电离碰撞, 也不发生散射, 通过鞘层任意截面的正离子流密度相等, 即

$$n_i(x)\bar{v}_i(x)=n_i(0)\bar{v}_i(0) \quad (1.25)$$

其中 $\bar{v}_i(0)$, $v_i(x)$ 分别表示正离子在 $x=0$ 和 x 处的正离子平均速度。

根据能量守恒定律, 鞘层中正离子的能量

$$\frac{1}{2}m_i\bar{v}_i^2(x)=\frac{1}{2}m_i\bar{v}_i^2(0)-e[V(x)-V(0)] \quad (1.26)$$

从上式解出 $v_i(x)$, 代入式 (1.25) 得出鞘层内正离子浓度

$$n_i(x)=\frac{n_i(0)\bar{v}_i(0)}{v_i(x)}=n_i(0)\left\{1-\frac{2e[V(x)-V(0)]}{m_i\bar{v}_i^2(0)}\right\}^{-1/2} \quad (1.27)$$

而 x 处的电子浓度 $n_e(x)$ 可由玻尔兹曼关系给出。

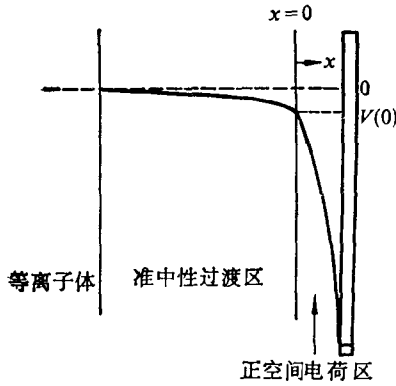


图 1.4 Bohm鞘层模型

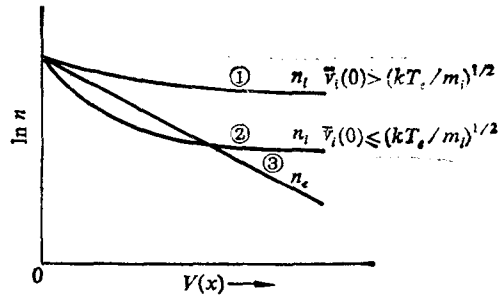


图 1.5 离子和电子浓度随鞘层电势 $V(x)$ 的变化
对应于两种情况: $\bar{v}_i(0) > (kT_e/m_i)^{1/2}$ 和 $\bar{v}_i(0) \leq (kT_e/m_i)^{1/2}$

$$n_e(x)=n_e(0)\exp\left\{\frac{e[V(x)-V(0)]}{kT_e}\right\} \quad (1.28)$$

将式 (1.27) 与 (1.28) 代入泊松方程式, 则有

$$\begin{aligned} \frac{d^2V(x)}{dx^2} &= -4\pi e[n_i(x)-n_e(x)] \\ &= 4\pi en_e(0)\left[\exp\left\{\frac{e[V(x)-V(0)]}{kT_e}\right\}-\left\{1-\frac{2e[V(x)-V(0)]}{m_i\bar{v}_i^2(0)}\right\}^{-1/2}\right] \end{aligned} \quad (1.29)$$

由于鞘层内电位 $V(x)$ 是单调下降函数, 所以 $d^2V(x)/dx^2 < 0$ 。于是从上式可以建立下面的不等式

$$\exp\left\{\frac{e[V(x)-V(0)]}{kT_e}\right\} < \left\{1-\frac{2e[V(x)-V(0)]}{m_i\bar{v}_i^2(0)}\right\}^{-1/2} \quad (1.30)$$

不等式 (1.30) 求平方再取倒数, 得

$$\exp\left\{-\frac{2e[V(x)-V(0)]}{kT_e}\right\} > 1 - \frac{2e[V(x)-V(0)]}{m_i \bar{v}_i^2(0)} \quad (1.31)$$

又因鞘层开拓部分的 $[V(x)-V(0)]/(kT_e) < 1$, 指数可展开成台劳级数, 取其线性项, 再简化后, 有

$$\bar{v}_i(0) > (kT_e/m_i)^{1/2} \quad (1.32)$$

这就是著名的“Bohm鞘层判据”。它说明进入鞘层的正离子速度是由电子温度 kT_e 决定的, 它大于 $(kT_e/m_i)^{1/2}$, 也说明离子和电子的运动在鞘层内有相互耦合的关系。F.F.Chen^[22]曾经利用图1.5来说明这个判据的物理意义。由式(1.28)取对数, 得出

$$\ln n_i(x) = \ln n_i(0) + \frac{e[V(x)-V(0)]}{kT_e} \quad (1.33)$$

对应图1.5中的直线③。由式(1.27)取对数, 有

$$\ln n_i(x) = \ln n_i(0) - \frac{1}{2} \ln \left\{ 1 - \frac{2e[V(x)-V(0)]}{m_i \bar{v}_i^2(0)} \right\} \quad (1.34)$$

若 $\bar{v}_i(0) > (kT_e/m_i)^{1/2}$, $\ln n_i(x) > \ln n_e(x)$, 那么在鞘层内能保证 $d^2V(x)/dx^2 < 0$, 或者说能保证 $V(x)$ 是一个单调下降的电位分布函数。若 $\bar{v}_i(0) \leq (kT_e/m_i)^{1/2}$, 至少在鞘层边界附近, $\ln n_i(x) < \ln n_e(x)$, 则鞘层内的电位就不会有图1.4上的分布。F.F. Chen的解释是: 在鞘层电位作用下, 正离子受到加速, 电子受到拒斥, 两种粒子的浓度都随电位 $V(x)$ 变负而减小, 如图1.5中的曲线①与②所示。为了保证不等式 $d^2V(x)/dx^2 < 0$ 成立, 鞘层内必须保持有净的正空间电荷, 也就是说正离子浓度的下降速度应该低于电子浓度的下降速度。这种情况对应于图1.5曲线①。

正离子在等离子体中的平均速度 $\bar{v}_i = (8kT_i/\pi m_i)^{1/2}$, 比电子的平均速度小, 如把它忽略掉, 那么它在 $x=0$ 处的速度 $\bar{v}_i(0) > (kT_e/m_i)^{1/2}$, 必定是由准电中性过渡区中的弱电场提供的。即

$$\frac{1}{2} m_i \bar{v}_i^2(0) = eV(0) \quad (1.35)$$

若正离子以满足条件的临界速度 $\bar{v}_i(0) = (kT_e/m_i)^{1/2}$ 进入鞘层, 那么鞘层边缘的电位

$$V(0) = m_i \bar{v}_i^2(0)/(2e) = kT_e/(2e) \quad (1.36)$$

下面我们根据Bohm鞘层判据, 计算正离子流密度。假定在准电中性边界处的电子浓度为 n_e , 通过过渡区, 受过渡区电位差的拒斥, 到鞘层边界时, 按玻尔兹曼关系得出

$$n_e(0) = n_e \exp[-eV(0)/(kT_e)] \quad (1.37)$$

将式(1.36)的 $V(0)$ 代入, 得出

$$n_e(0) = n_e \exp(-1/2) = 0.6n_e \quad (1.38)$$

根据过渡区电准中性的假定, 正离子与电子浓度相等, 即 $n_i(0) = n_e(0)$, 所以 $x=0$ 处的正离子流密度

$$j_i(0) = en_i(0)\bar{v}_i(0) = 0.6en_e(kT_e/m_i)^{1/2} \quad (1.39)$$

若 $n_e = 10^{10} \text{cm}^{-3}$, $kT_e = 2 \text{eV}$, $m_i = 1840 \times 40 \times 9.1 \times 10^{-28} \text{g}$, 则 $j_i(0) = j_i(x) = 0.21 \text{mA/cm}^2$, 这个值比较接近实测值。