

1 引 论

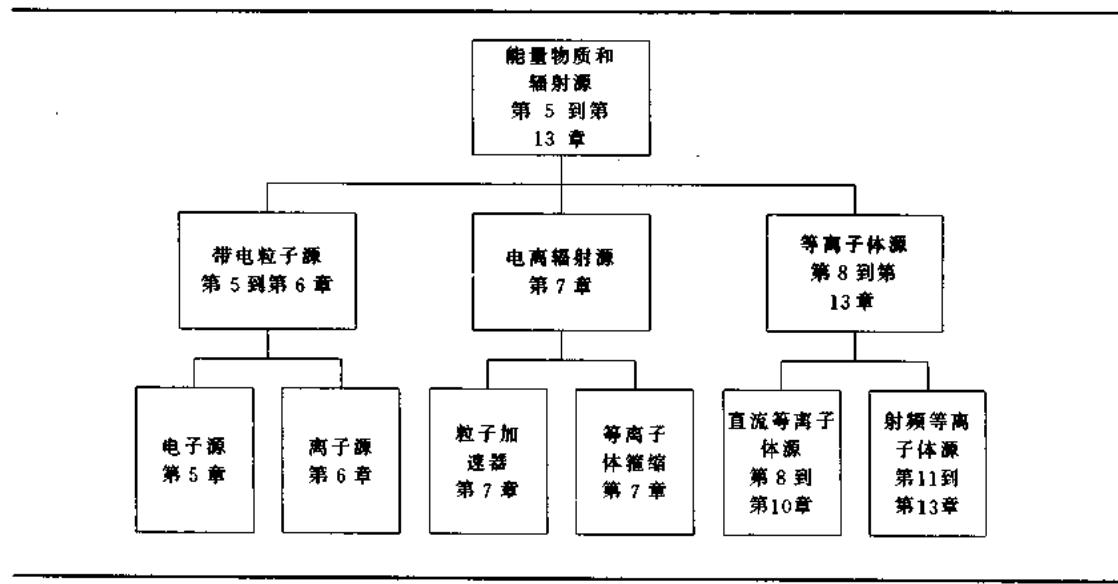
1.1 内 容 安 排

本书分两卷出版,第Ⅰ卷将在第Ⅰ卷出版后两年内出版。第Ⅰ卷包括第1到第13章,主要讲述工业等离子体工程的原理。第Ⅱ卷从第14到第23章,讲述等离子体在具体的工业加工过程或工业装置中的应用。

第Ⅰ卷的第2到第4章,包含了学习工业等离子体必需的物理基础,力求让读者懂得某些工程领域及精密科学中的工业等离子体理论。虽然其中一些应用对大多数读者来说是初次接触,但对已有良好基础的读者,这些章节中的材料可用作复习参考。

第Ⅰ卷的其余部分的内容编排用表1.1表示。工业等离子体工程师常需要解决离子源、电子束及电离辐射等方面的问题。第Ⅰ卷的第5到第7章中,将主要阐述这些主题。第8到第10章主要描述直流放电的物理过程、技术及等离子体源。第11到本卷末尾第13章将描述高频RF放电的物理过程和技术及等离子体源。卷中包括有相当长历史时期的参考文献,其中有些可以追溯到19世纪。其解决问题的方法及大多数词汇与聚变能研究中适用的完全不同。实际上,对于那些仅熟悉聚变能相关的等离子体理论的读者来说,后六章的所有内容将是新的。大多数等离子体的工业应用都有等离子体源,这是共同特点。等离子体源将在最后六章中讲述,因此这部分内容就没有必要在每一章节中重复叙述了。

表1.1 能量物质源、辐射、等离子体分类图



第Ⅱ卷的前五章讲述了等离子体的材料加工。第14章是等离子体的表面处理,描述了暴露于等离子体活性成分的材料能够改变其可湿性、可印刷性、附着性和电荷保持性。

第 15 章到第 17 章描述了在微电子线路制造中十分重要的等离子体加工. 第 18 章介绍用热等离子体进行材料加工的过程, 包括等离子体喷射、等离子体炬和其它高能电弧的应用. 第 19 章是关于等离子体化学, 描述了如何将等离子体用来制造有商业效益的化学物质.

在第 II 卷的第 20 章到第 23 章描述了等离子体在工业中的一些特殊应用. 第 20 章讲述了等离子体在高压电子设备及电力配电系统中的一些重要现象. 第 21 章集中讨论了等离子体照明器件和装置. 第 22 章是关于电流体力学, 主要讨论了在静电除尘器和喷涂中的应用. 第 23 章覆盖了等离子体在一些还未得到广泛应用的工业领域的研究和发展, 如磁流体力学(MHD)的应用; 地球物理和空间等离子体对通信和大容量电能配电网的运用产生的影响; 利用等离子体相关原理的物质加速的空间推进系统等. 最后, 第 23 章中的关于等离子体的军事应用将是本书中最具推测性的.

1.2 全球长期的能源问题

现代工业社会的一大基本特征是大量的能源消耗. 等离子体相关工业过程就是或可能成为生产、变换、分配和消耗总能源的一个重要成分. 等离子体相关过程的重要性不仅在于它能大大地提高能源使用效率, 而且它能为那些本来要求大能源输入或强能源的工业行业创造新的加工过程和新产品. 一些特殊例子将在本章表 1.2 和第 I 卷的应用章节中讨论. 在本节, 我们将回顾能源前景的某些方面, 它使全世界作长远规划的人们相信: 有效地使用无污染能源是现代工业化社会未来能生存的一个必要条件.

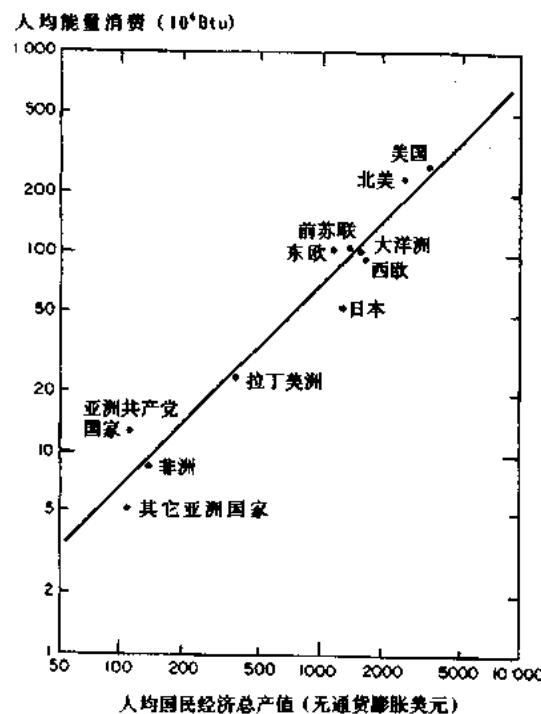


图 1.1 人均能耗和人均国民生产总值的函数关系. 对所选的工业化国家和地区扣除了通货膨胀的影响(Perry and Landsberg 1997)

1.2.1 能源和生活质量

过去, 一个国家的平均收入和人均能源消耗之间有着很强的相互关系. 图 1.1 中列举了从美国国家研究委员会的调查资料《能源与气候》(Perry and Landsberg 1997)中摘录的数据. 它给出人均能源消耗对少数发达国家及地区的国家群的人均国民生产总值的函数关系. 在很大程度上, 这些数据按直线分布, 对两组国家数值差达五十倍.

如果在一般时间上考查一个国家的发展状况, 这种关系也是很明显的. 例如在美国, 在 1973 年之前的 83 年当中, 人均国民收入以无通货膨胀的美元计算, 其直接与人均能源消耗成正比. 尽管对平均收入与生活质量的关系需采取谨慎态度, 但从这些数据资料中, 我们仍可得出这样一个结论: 生活质量, 或至少是低平均收入, 与平均能源消耗之间有着根本的必然联系.

图 1.2 给出了这种联系的一些最新数据(Gibbons and Blair 1991), 图中, 美国的国民生

生产总值(GNP)、电能消耗和总的能源消耗从1950年以后均以1972年的值归一化。图1.2中还画出了能源强度即总能源消耗与GNP之比，虽然，电能消耗保持与GNP成正比关系。但是，1973年OPEC(石油输出国组织)石油禁运后的能源强度变化关系表明，美国在降低总能源消耗时，其国民总收入并未比例降低。然而，从更广的角度上看，图1.1和1.2中所列举的这些数据已使许多长远计划的策划者得出这样的结论：不仅全球能源消耗必然会增加，以使非工业化国家达到工业化国家的经济水平，而且也必须改进能源使用的效率和效用。

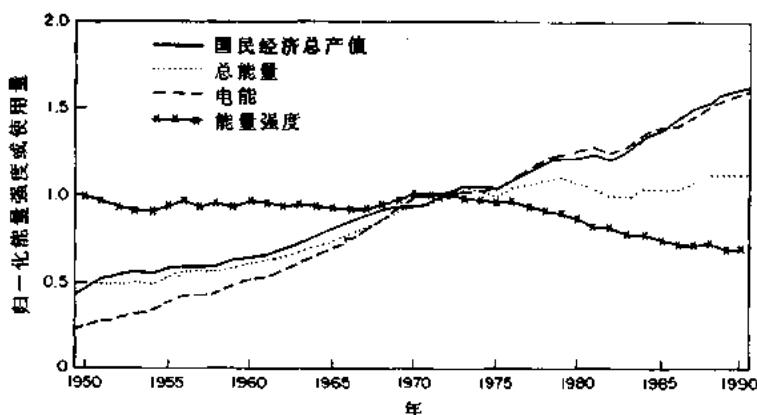


图1.2 从1950到1990年，电能、总能耗和国民生产总值GNP的增长情况
(Gibbons and Blair 1991)。图中“×”号表示能量密度，即所用总能量对GNP之比，所有曲线均归一化为1972=1.0

1.2.2 一次能源选择

以上提到的几乎所有的能源生产都源于四种一次性能源：煤、石油、天然气和铀。图1.3中，根据实际得到的数据，列出了1980年这些世界一次性能源使用的分布状况，以及为

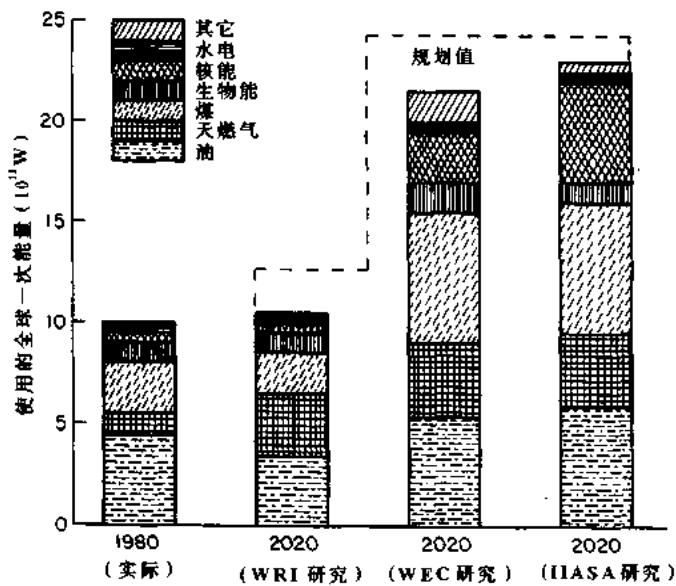


图1.3 当前实际的和未来规划的主要能源使用情况，时间到2020年，规划是根据三个不同团体的假定作出的：世界资源研究所(WRI)、世界能源会议(WEC)、国际应用分析系统研究所(IIASA)(Shepard et al. 1988)

2020 年提出的三项规划设想,其中每个规划由不同的组织运用不同的假设得到的 (Shepard et al. 1988)。从这些规划看出,即使作最保守的估计,到 2020 年,耗用能源大约将翻一倍,其中大部分新增能源主要来自煤的燃烧和核能的利用。

不幸的是,这些不可替代的燃料储量是有限的。每一种可用能源决定于在给定年份中,能源储量的发现和投入生产量,同时还要扣掉同一年能源耗尽的或者关闭的储量数量。在一个较长时间内的净消耗,可以用一条高斯或者钟状耗用曲线来描述,其变化可由式(1.1)给出:

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\left[\frac{t - t_0}{\sigma}\right]^2\right) \quad (\text{J/y}) \quad (1.1)$$

参数 t 为能量产量年份, t_0 为最大能量产量的年份, σ 为分布的标准偏差。

图 1.4 摘自 Perry 和 Landsberg 1977 年的数据,示出了美国 400 年间煤、石油、天然气和铀的理想耗尽曲线。由图可见,石油和天然气已经超出了其最大可用储量,而铀已经接近其最大国内可用储量,看来只有煤,还有大量资源可供未来开采。

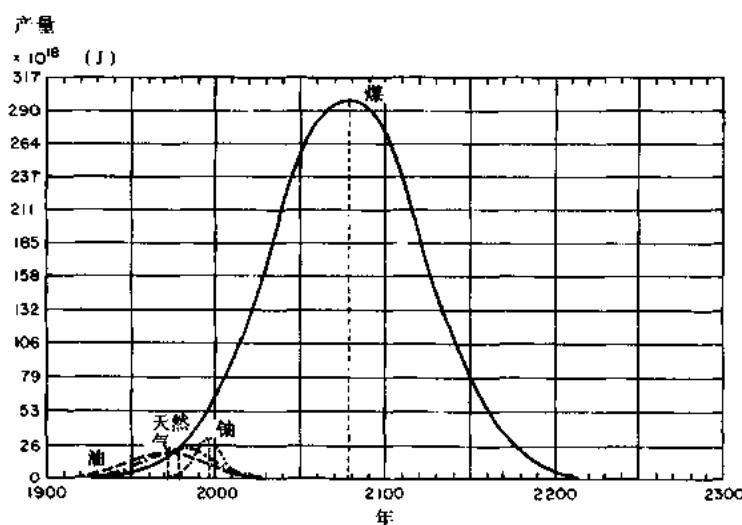


图 1.4 美国的煤、油、天然气和铀的理想能量耗尽曲线,由式(1.1)所描述的这些曲线由方程(1.1)给出(Perry and Landsberg 1977)

同样,摘自 Perry 和 Landsberg 1977 年数据的图 1.5 给出了世界其余国家的一组类似的曲线。可见,石油和天然气尚没有达到其耗尽曲线的最大值,煤看来仍是未来主要的能源。但是,到公元 2200 年之前,它也几乎要被耗尽了。图 1.4 和 1.5 中所指的铀是浓缩的铀,它适合于在轻水裂变反应器中燃烧。如果增殖反应堆技术得到广泛应用,那末,自然界中 99.3% 的以 U^{238} 同位素形式存在的铀能够用以燃烧,相应铀衰耗曲线下的总面积可以与煤相比,甚至更大。图 1.4 和 1.5 中所涉及到的所有能源,在地球表面上的分布是不均衡的。尽管对于某些地理条件优越的小国来说,有足够的资源供他们维持几百年甚至更长的生活,但很明显,对于偌大一个世界来说,却远非如此。

2020 年以后的日子中,核聚变也许将贡献于整个能源的生产,但是仅用现今的方法,无论是技术上还是经济可行性上还要拭目以待,正如图 1.3 所示,未来的生物能、水力能、太阳能、潮汐,以及其它能源资源对能源的贡献与总的需求相比还是要小得多。

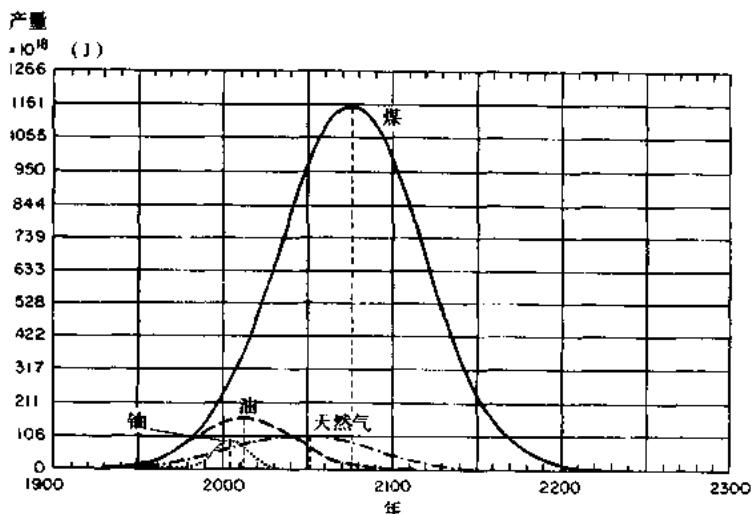


图 1.5 除美国之外的其它国家的煤、石油、天然气和铀的理想能量耗尽曲线。这些曲线也由方程(1.1)给出(Perry and Landsberg 1977)

1.2.3 环境影响的制约

近年来,已有清楚的迹象表明:现代工业化国家的高能耗生活方式所排泄出的许多废气正对世界的气候产生有害的影响.主要的环境影响是酸雨,它主要来自于矿物燃料的燃烧,包括氧化硫和氮氧化物的产生.摘自 Schwarz 1989 年数据的图 1.6 表示了这种影响.图 1.6(a)为美国和加拿大二氧化硫的年排放量,图 1.6(b)是氮氧化物的年排放量.该图是以经纬度各 1°见方的小格画出的.从图中可清楚地看到,美国中西部是这些有害气体(包括燃煤产生的废气)的主要排放区.这些由矿物燃料燃烧而排出的硫和氮氧化物升到大气中,与水蒸气复合便形成了酸雨.

取自 Francis 1987 年数据的图 1.7 是美国和加拿大雨水酸度(pH)的区域轮廓分布图.不经污染的雨水,pH 值为 5.6,纯蒸馏水的 pH 值等于 7.凡 pH 值低于 5.6 时均认为是非正常的酸雨.图 1.7 的结果表明,酸雨主要集中在俄亥俄州的东部,宾夕法尼亚州之北以及纽约之西部.酸雨对于鱼类和植物的生存是非常有害的.多种野生鱼对其赖以生存的水的酸度很敏感.当水的酸度增到一定程度时,鱼群就死亡了.至今,在斯堪的纳维亚(Scandinavia),在加拿大的 Maritime 省,纽约北部,以及新英格兰(New England),已有数千个湖泊由于酸雨的影响,使许多自然繁殖的鱼群不能成活.

酸雨还将造成酸性土壤,使许多树木,比如松树,由于不能适应改变了的环境而延缓生长.作为一个例子,酸雨对东部田纳西州的影响示于图 1.8 中(取自 Baes 和 McLaughlin 1984 年的数据).上面四个图所示为在四个地区,一直追溯至 1830 年的短叶松随年代变化的平均生长率.下部中间的一张图是从 1910 年统计至今,在上面四图所涉及地区中从东南至西南方 900 公里顺风地带的 SO₂ 散发量随年代的变化关系.在 SO₂ 的不断增加和松树生长率的不断降低之间存在着一种必然的联系.其中,有两个地区松树生长率已接近于零.这些树木对昆虫和病害的抵抗力已变得很低,使得整个森林正面临死亡.

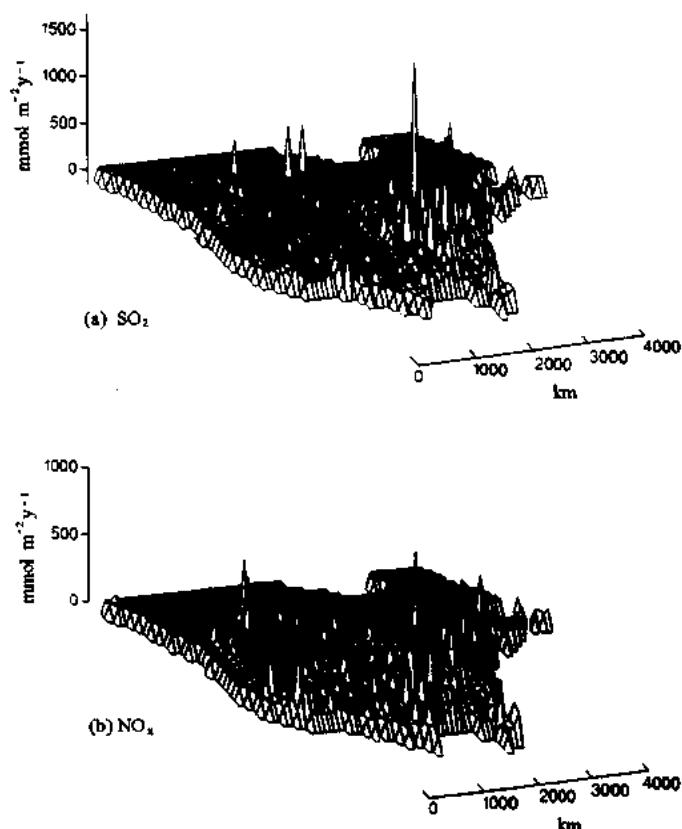


图 1.6 1980 年美国和加拿大北纬 60°以南, SO_2 (a) 和 NO_x (b) 的空间分布状况. 每个相格单元是 1 平方度 (Schwarffz 1989)

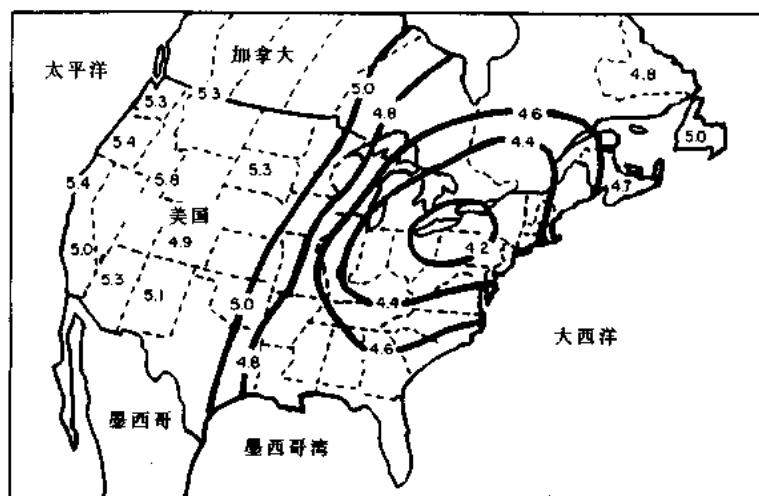


图 1.7 美国和加拿大降雨中的等值 pH 的分布图. 无污染雨水的 pH 值为 5.6 (Francis 1987)

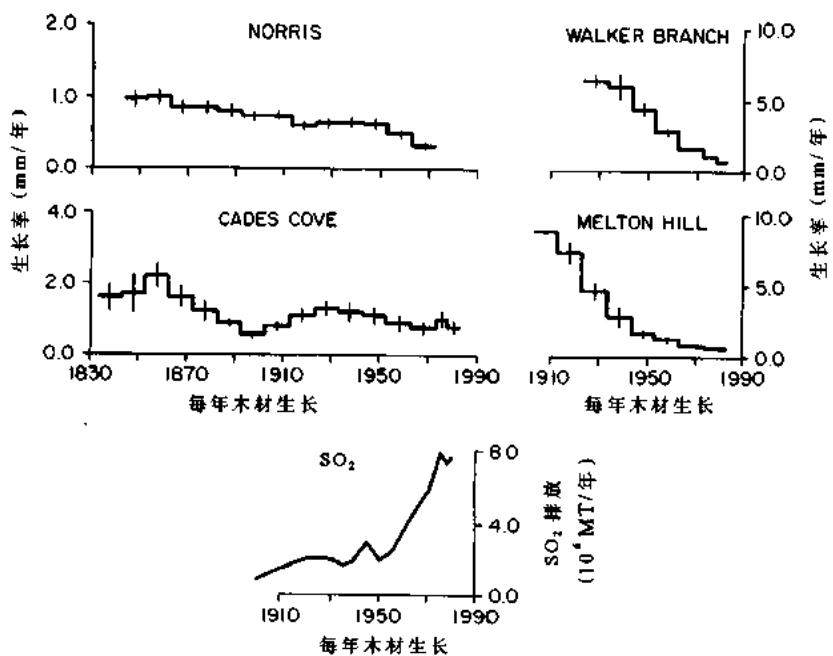


图 1.8 在田纳西州东部四个地区矮叶松的平均生长速率,以及从田纳西州 Cades Cove 东南到西南顺风 900 公里范围内 SO₂ 的排放量随年度增长的曲线(Baes and McLaughlin 1984)

高能源消耗方式对环境的另一个重要影响是在大气上空积累成的“温室气体效应”. 这些气体分子进入大气层后,与太阳辐射的相互作用很弱,但与地球表面辐射出来的红外线的相互作用却很强. 这种影响就相当于温室里的玻璃墙,捕集大气中的辐射之后,使之变暖. 最重要的一种温室气体就是 CO₂,其严重危害性还是第一次为人们所认识.

在矿物燃料燃烧所排放的气体中,主要成分就是 CO₂,前面所提到的 SO₂ 和 NO_x 仅是个小数. 图 1.9(摘自 Post 等 1990 年的统计)描绘了从 1860 年至今,全世界每年矿物燃料燃烧所排放气体的总量(单位为千兆吨). 可见,自工业革命开始以来,矿物燃料燃烧所排放的气体量在大幅度增加,如图 1.10 所示,这些 CO₂ 排放物在大气中积聚(摘自 Post 等 1990 年的统计数据). 该图示出了从公元 1000 年到现在,以百万分之一为单位计算的大气层中 CO₂ 的浓度. 这些数据来自两部分测量结果:1957 年之后夏威夷 Mauna Loa 天文台的直接测量结果,以及 1957 年之前,在南极冰川中气球气泡中捕集的空气的测量结果. 正常的 CO₂ 浓度大约是 280ppm(百万分之 280),但现在已达到 351ppm,并且还在继续上升.

CO₂ 还不是唯一的一种温室气体. 臭氧、甲烷、氟里昂、氮氧化物也能使地球升温. 为了估计这些温室气体对世界气候的影响,人们已经做了许多尝试和努力. 根据已知的产生率,这些气体在大气中的浓度被输入计算机按假设模型计算. 图 1.11 示出由于 CO₂ 和其它温室气体引起世界范围内近似的温度升高情况. 这些数据取自 McElroy 在 1988 年根据当时这些气体预期的水平计算得到的结果. 图 1.11 中的粗实线是五年测量数据的平均值,延伸到未来的三条曲线是根据三组输入数据得到的结果. 方案 A 是温室气体以现在的排放速率增加率继续增长的结果,方案 B 是假定温室气体的排放率保持现有的水平.

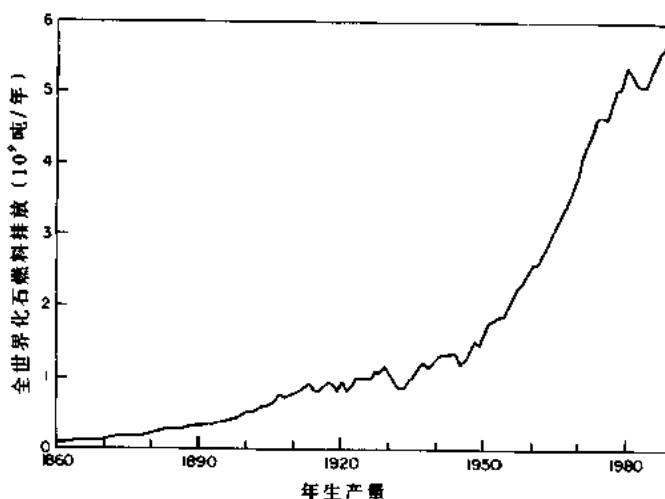


图 1.9 世界范围矿物燃料的排放随年份的变化曲线，时间从公元 1860 年至今，单位为每年千兆吨碳 (GT/y) (Post et al. 1990)

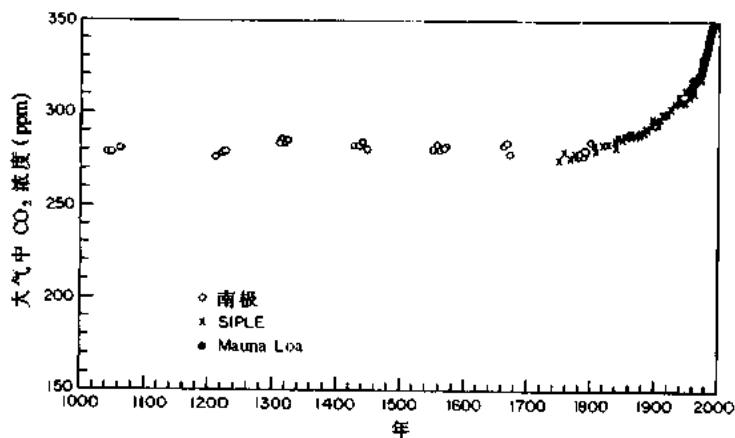


图 1.10 从公元 1000 年到现在，大气中 CO_2 的浓度随年份的变化，单位为百万分之一。Mauna Loa 数据表示直接测量结果，另外两种符号的数据是从南极冰川空气中获取的量 (Post et al. 1990 年)

而方案 C 是从 20 世纪 90 年代开始，通过国际大规模控制温室气体排放的努力所得到的结果。从图 1.11 可见，现有的气候计算模型是不确定的，仅仅将温室效应对气候的影响与年平均温度的自然波动区分开来也存在巨大的困难。

对于温室效应造成世界气温升高的定量分析的有效性，还缺乏统一的意见。对于平均温度上升可能产生的巨大影响，今后还继续会有不同的意见。也许，对二氧化碳浓度增加造成显著影响的最有效的引证是地球本身过去的历史。图 1.12 表示过去 16 万年中，二氧化碳的浓度和平均温度的变化情况。这些数据是按 Gribbin 1989 年所描述的方式从海洋泥芯沉积物中测得的。在这段时期内，二氧化碳浓度和平均温度之间，已存在着非常密切的联系。仔细考查这些数据表明，二氧化碳浓度水平的改变先于冰川覆盖层和温度的变化，因而证明 CO_2 是导致这些结果的主要因素。更使我们不放心的是图 1.12 所示，现在

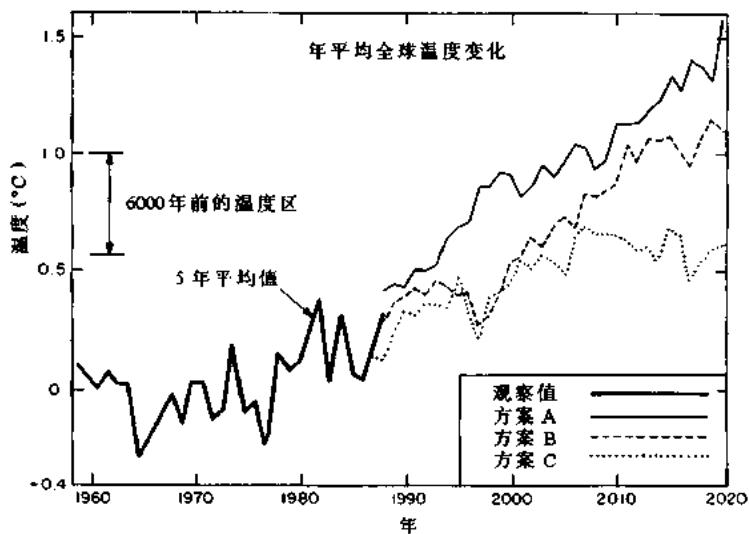


图 1.11 根据三个计算机模型得到的全球年平均温度变化:(A)温室气体以现在的排放速率连续增长曲线;(B)排放保持现在的水平;(C)20世纪90年代中通过国际广泛的努力控制污染之后的结果(McElroy 1988 年)

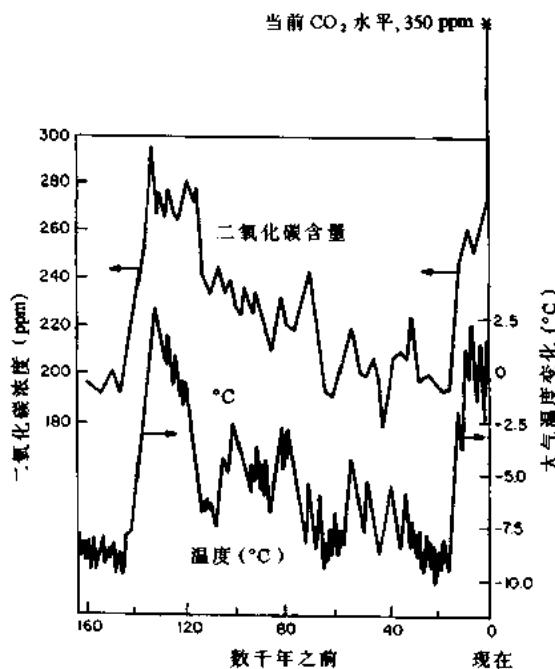


图 1.12 过去 16 万年中全球 CO_2 量和温度的变化. 图 1.10 中所示的当前 CO_2 量已超出该图右上的刻度范围. CO_2 量的变化是相当于冰川的变化来预测的(Gibbin 1989)

CO_2 的浓度已超出了比例尺, 远远高于过去十五万年内的含量. 其它数据表明, 目前 CO_2 浓度 315ppm 也比数百万年中所有的数据高, 这与现有气候模型, 即温室气体的排放量增加将使地球大气变暖, 实质上是一致的.

温室气体在地球大气中的形成将会有深远的影响。在北美，气温和降雨在高纬度地区将会增加，而在世界多数工业化国家，不仅气候会逐渐变热，而且在主要的产粮区，雨量将减少。图 1.11 所示的全球变暖本身还会产生许多额外的影响，包括海平面的显著增高。部分原因是由于海洋中水体积的热膨胀，部分是因为多数冰川的融化。摘自 Anon 1989 年的图 1.13，预示了下个世纪地球升温的结果。作为一个例子，英国的沿海岸地区将发生洪水泛滥。

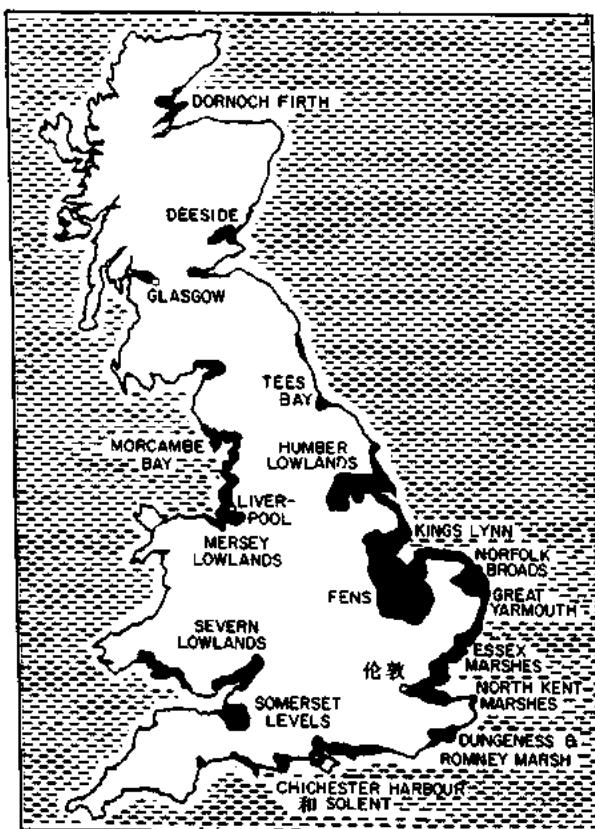


图 1.13 英国沿海岸线的黑色区域部分，预计将因海平面上升 0~1m 而被淹没 (Anon. 1989)

全球转暖还将影响到树的生长。图 1.14 中给出了一个例子（摘自 Roberts 1989 年），左边的北美洲地图表示美国东部地区一种常见的落叶树——山毛榉树的现在分布以及将来由于全球转暖时的可能的分布结果——山毛榉树将远移至北部，只有相当有限的一个重叠区。右图是由于全球进一步变暖而造成的更严重影响。图中山毛榉的未来发展已经推进到了加拿大北部，与现在这些树的分布范围几乎没有重叠。由于这些原因，当世界气候不断变暖以至热到这些树木在所在地区不能立足时，我们就必然会看到整个森林将会干枯。更有甚者，那些缓慢生长的物种不能及时迁移至北方也可能因此而濒临灭绝。

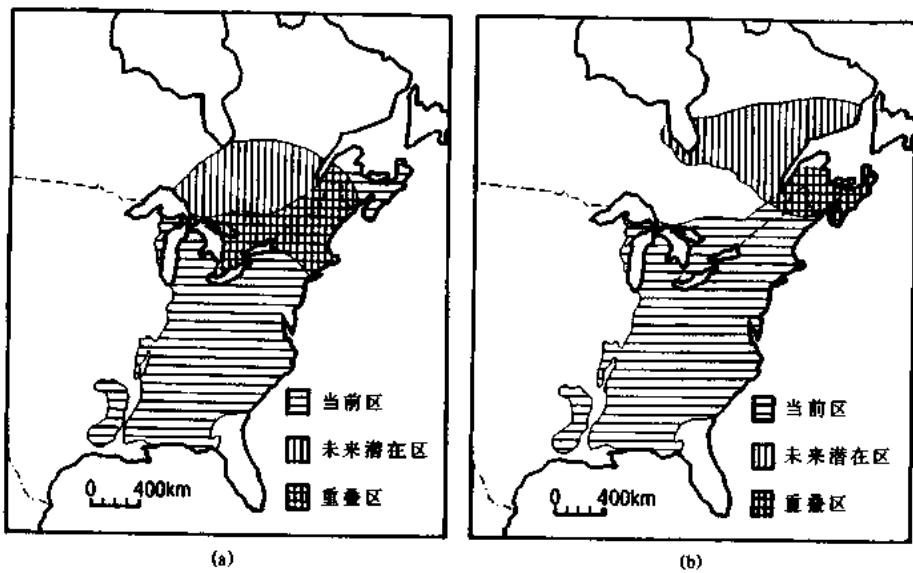


图 1.14 在两种温室效应模式下,现在和未来山毛榉树的分布范围.

(a) 缓变模式;(b)更严峻变化的模式(Roberts 1989)

1.3 工业等离子体工程的社会作用

很显然,为了维持我们的生活方式和当前的收入水平,同时又使目前非工业化国家分享现代工业化社会的福利*,必须在全球范围内提高总体能源消费的效率和效能.工业等离子体工程将不容置疑地对工业中现用主要耗能加工过程的效率和效能的提高起十分重要的作用.

在工业应用上等离子体具有两个主要特征.同化学的和其他的方法相比,等离子体具有更高的温度和能量密度;等离子体能够产生活性成分,从而引发在常规化学反应中不能或难以实现的物理变化和化学反应.活性成分包括紫外和可见光子、电子、离子、自由基;高反应性的中性成分,如活性原子(O, F 等),受激原子态,活性分子碎片,如单体.

同其它与之竞争的加工方法相比,工业等离子体工程提供了更有利的工业加工方法,包括更有效和更便宜达到工业相关结果的能力;它还能完成其它方法不能完成的任务,它能在不产生大量不需要的附产品和废料的情况下达到相同目的;并且能在产生很少污染和有毒废物的情况下实现相同目的.其中一些列在表 1.2 中.

可用第 14 章中的一个极好的例子说明等离子体相关方法能够减少废料产品和能量消耗,该例子发表于 Rakowski(1989). Rakowski 比较了用传统的氯化处理方法和相等效果的低气压等离子体处理制造可印染毛料的结果.他发现,和传统的氯化处理相比,低压(2~6Torr)等离子体每年处理 120 吨羊毛可节约 27 000 立方米水、44 吨亚氯酸钠、16 吨二硫化钠、11 吨硫酸和 685 兆千瓦时电能.如果用传统方法,这些原料将产生不需要的或有毒的产品,对工人产生职业危害.此外,比较生产一千克可印染毛料的能量消耗,传统氯

* 这是资本主义国家学者的典型观点.——译者注

化方法为 7kWh/kg , 而低压等离子体处理为 $(0.3 \sim 0.6)\text{kWh/kg}$. 在工业等离子体工程的文献中充满了类似的例子.

表 1.2 工业等离子体工程的社会地位

-
- 1. 更有效的能量利用
 - a) 等离子体照明器件
 - b) 等离子体化学
 - c) 热等离子体处理材料
 - 2. 已有的特殊成就
 - a) 电子、离子和等离子体源
 - b) 电路断路器
 - c) 等离子体化学产生新材料
 - d) 微电子学中的等离子体刻蚀、沉积
 - e) 热等离子体处理材料
 - f) 利用地球物理等离子体的通信
 - g) 空间推进系统
 - h) 静电除尘器和静电喷漆
 - i) 材料表面改性
 - 3. 在生产过程中节约原料
 - a) 等离子体化学
 - b) 微电子学中的等离子体刻蚀、沉积
 - c) 热等离子体处理材料
 - d) 材料表面处理
 - e) 材料离子注入
 - 4. 在生产过程中排放有害气体少
 - a) 等离子体化学
 - b) 微电子学中的等离子体刻蚀、沉积
 - c) 材料表面处理
 - d) 材料离子注入
-

1.4 重要定义

1808 年, 随着 Sir Humphry Davy 对稳态直流弧光放电的发展, 开始了对等离子体的科学研究. 随后在 19 世纪 30 年代, Michael Faraday 和其他一些科学家, 研制出了高压直流放电管. 1879 年, Sir William Crookes 把等离子体划为物质第四态. 按这个观点, 当对某一物质从低温开始加热时, 从固态逐渐融化变成液态, 进而蒸发成气态. 最后, 如果进一步继续加热, 温度升高, 单个原子将分裂成许多电子和带正电的离子, 形成了物质第四态. 等离子体这个术语是 1928 年由 Irving Langmuir 提出的, 含义是离子和电子群的近似电中性的集合体. 它可以, 也不一定必须包含本底中性气体, 它能对电场和磁场作出响应.

等离子体物理 它是物理学科的一个分支. 包括支配等离子体行为的基本定律和物理过程. 其两个重要的子领域是: 磁流体动力学(MHD), 涉及在磁场中电流体(包括等离子体)的性能; 电流体动力学(EHD), 涉及电场中带电流体或质点的行为.

等离子体化学 它是化学学科的一个分支,研究当存在等离子体时所发生的多相化学反应,包括等离子体和气体均是参与者的化学反应,或者,在化学反应中,等离子体的组分或等离子体化学的生成物,与固体或液体再相互作用.

等离子体科学或等离子体工程 它是研究等离子体在重要工业装置或加工过程中的应用. 等离子体科学还涉及高能物质和辐射,包括粒子束源,高频和微波功率源,激光,等离子体光源,以及等离子体源和等离子体炬. 工业等离子体工程包括等离子体材料加工,等离子体装置的设计和应用. 等离子体科学早期用的术语列于表 1.3 中.

表 1.3 放电术语的来源

日期	术语	含义	创用者
大约 1705	正的“正号”	电荷多余	B Franklin
大约 1705	负的“负号”	电荷缺少	B Franklin
大约 1821	电弧	弧状的放电	H Davy
大约 1834	电极	“电通路”	M Faraday
	阳极	“电通路上端”	
	阴极	“电通路下端”	
	离子	“动的”粒子	
	阴离子	运动到阳极的粒子	
	阳离子	运动到阴极的粒子	
大约 1891	电子	剥离的电荷	G T Stoney
大约 1906	电子	粒子	H A Lorentz
大约 1925	鞘层	等离子体边缘层	I Langmuir
大约 1928	等离子体	物质第四态	I Langmuir

1.5 等离子体物理与技术的发展历史

1.5.1 历史里程碑

表 1.4 列出了在等离子物理和技术的发展历史中的一些重大事件. 17 世纪初叶, Sir. William Gilbert 引入了一些基本概念, 这些概念至今还用以描述电和磁的现象. 1745 年, E. G. von Kleist 发明了莱顿瓶, 即一种最原始的电容器(见图 1.15), 用于储积大量电荷并获得高的静电电位. 在 18 世纪 50 年代, Benjamin Franklin 利用莱顿瓶完成了证实其电的单流体理论的试验, 同时也证实了闪电是电的一种形式. 也是由 Franklin 引入一正负极性的概念. 在其最初的单流体理论中, 正极性意味着正向电流过剩, 而负极性则意味着该正向电流不足. 或许, Franklin 是第一位电气工程师, 由于他发明了避雷针, 因而避免了许多财富和人的生命的不必要的损失.

19 世纪期间, 电子放电物理获得了很快进展. 几乎所有这些进展都是在英国和德国的为数不多的实验室中获得的. 19 世纪初, Sir Humphry Davy 和 Michael Faraday 在伦敦皇家研究院研究低气压电弧和直流放电管的工作状况, 他们获得了许多发现. 在当时希腊学者的帮助下, Michael Farady 选择了适当的术语为其发现命名. 表 1.3 列出的这些命名术语一直沿用至今.

表 1.4 放电物理的发展历史

日期	贡献/概念	创用人
大约 1600	电气	W Gilbert
	磁极	
	磁力线	
1742	火花	J T Desaguliers
1745	“Leyden”瓶	E G Von Kleist
大约 1750	电的简单流体理论	B Franklin
大约 1752	闪电是放电的确认	B Franklin
1808	扩散	J Dalton
	电弧(放电)	H Davy
1817	迁移	M Faraday
1836	运动的辉纹(未发表)	M Faraday
1848	运动的辉纹(发表)	A Abria
1860	平均自由程	J C Maxwell
1862	“Toepler”真空泵($\sim 10^{-3}$ Torr)	A Toepler
1876	阴极射线	E Goldstein
1879	物质第四态	W Crookes
1880	Paschen 曲线	W de la Rue 和 H Muller
1889	麦克斯韦-玻尔兹曼分布	W Nernst
1895	X 射线	W C Rontgen
	电子(粒子)	J J Thomson
1897	回旋频率	O Lodge
1898	电离	W Crookes
1899	输运方程	J S Townsend
	能量增益方程	H A Lorentz
1901	Townsend 系数	J S Townsend
1905	带电粒子扩散	A Einstein
	水银旋转泵($\sim 10^{-5}$ Torr)	W Gaede
1906	等离子体频率	Lord Rayleigh
1911	水银扩散泵($\sim 10^{-6}$ Torr)	E Gaede
1914	双极扩散	H Von Seeliger
1921	Ramsauer 效应	L W Ramsauer
1925	鞘层	I Langmuir
1928	等离子体	I Langmuir
1929	德拜长度	P J W Debye
1935	速度分布函数	W P Allis
	旋转油力泵	W Gaede
1955	油扩散泵	
1965	涡轮分子泵	

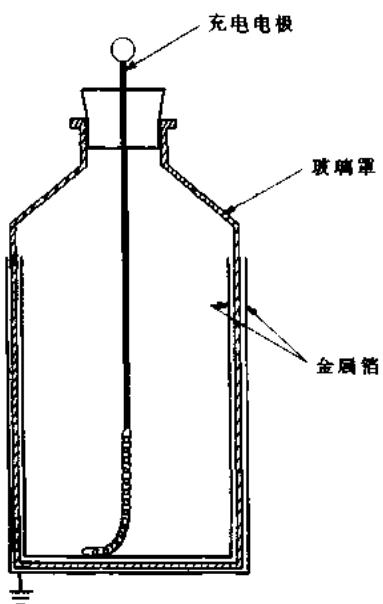


图 1.15 1745 年 Von Kleist 发明的 Leyden(莱顿)瓶

1895 年以前,直到 Sir Joseph John Thomson 作了明确的定量观测为止,人们一直怀疑电子的存在,现在他们被公认为正式的电子发现者。“电子”这个术语最初是在 1891 年由 G. J. Stoney 引用的。它的意思是一个无质量的,类似光子那样的电荷集合体。直到 1906 年 H. A. Lorentz 才提出了具有现今意思的“电子”这个术语。该术语在 1895 年就被 J. J. Thomson 用来描述他们所发现的粒子,1898 年,William Crookes 引入了“电离”这个术语,用以描述中性原子被击碎而形成电子和正离子。在 20 世纪 20 年代,Irving Langmuir 引入了“鞘层”和“等离子体”这两个术语,它们也一直被沿用至今。

19 世纪,电弧和直流放电等离子体在科学实验室里得到了广泛的研究。在此期间,唯一获得广泛应用的等离子体技术是用电弧照明,它曾成为气灯的有力竞争对手,但到 1900 年它又被白炽灯击败,主要是它需要传输大电流直流电。20 世纪 20 年代,作为现代等离子体物理中的一项主要理论性发展,磁电离理论促进了等离子体研究。20 世纪 30 年代初,开始了磁流体动力(MHD)发电的商用研究,在美国能源部的资助下,这项研究继续到今天。第二次世界大战期间,用于雷达的微波技术蓬勃发展之后,在 40 年代末期,用微波放电产生了等离子体。

等离子体物理发展的主要动力是关于受控核聚变的研究,1950 年左右开始于一些主要的工业化国家,一直发展到今天。当今天大学和国家实验室在等离子体物理方面的大多数研究活动,原来都是试图产生和用磁约束聚变高温等离子体。自 1970 年以来,特别是最近,等离子体已被广泛地用于微电子工业,进行制造微电子电路所必需的沉积、刻蚀等加工。其它工业等离子体加工的应用近来也发展甚快,它们将是本书后面各章节的主题。

1.5.2 气体放电的历史

气体放电早已有广泛的应用,其悠久的历史可以追溯到现代科学的研究的起源。表 1.4 中列出了气体放电物理学方面的主要进展和重大事件。19 世纪,许多英国和德国的物理

学家研究了低气压气体中的放电特性,他们研制了多种多样的真空管以说明这种物质第四态的奇异特性。这些研究已由 Sanborn C. Brown(1978)在一篇短文中进行了总结。这里所用的多数图表说明是引自于 W. Crookes(1879)的讲稿。

图 1.16 中所示的“电蛋”装置是用来显示降低气压对中心放电的影响。图 1.17 所示为 1884 年的 Hittorf 管,它显示了 Paschen 效应,即在低气压时,放电发生在长管道中,并不出现在金属电极间的小间隙内。

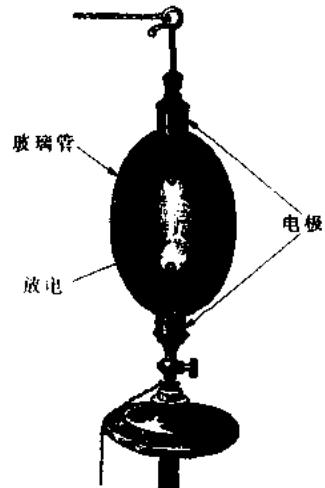


图 1.16 1870 年由 Crookes 设计的“电蛋”,用以说明气压对两个极板间放电的影响(Brown 1978)

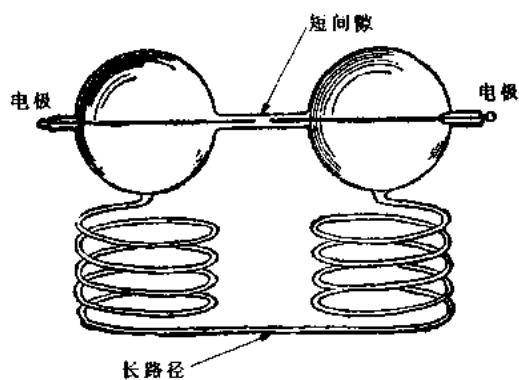


图 1.17 1884 年由 Hittorf 设计的用以演示 Paschen 效应的 Hittorf 管(Brown 1978)

当真空中两电极间发生放电时,阴极射线在真空管玻璃器壁上产生荧光。同时,J. Plucker(1859)研究发现的阴极射线能使真空中多种化学物质和矿物发出荧光,如图 1.18 所示。正好在电子发现之前,阴极射线现象已在 1869 年由 J. W. Hittorf 用图 1.19 的试验所证实。实验表明,在右边的阴极射线被一不透明的金属阳极阻挡之后,在荧光玻璃的表面留下了一个阴影。

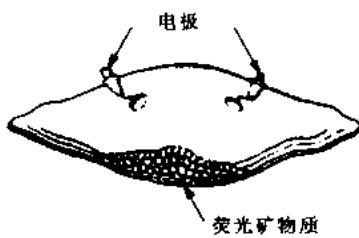


图 1.18 由 J. Plucker 大约在 1859 年设计的一种放电管,用以说明当化学物质、矿物和某些岩石曝露于低气压的放电中时所发生的荧光(Brown 1978)

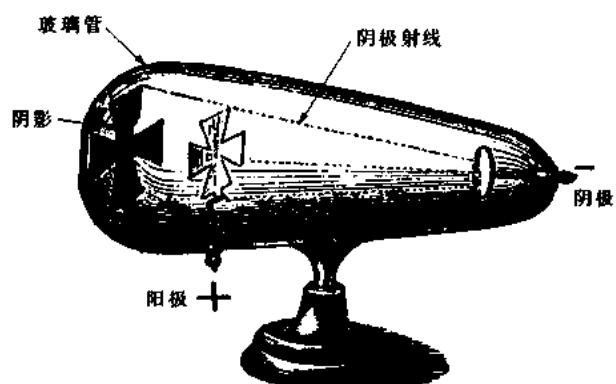


图 1.19 设计的一种放电管,用以说明阴极射线按直线运行,在玻璃管壁的荧光屏上留下了一个阴极的阴影(Brown 1978)

阴极射线的机械效应于 1879 年由 W. Crookes 用称为“轨道管”的实验证明的,如图 1.20 所示。产生于负电极的阴极射线打到了一个小翼轮的云母翼片上,结果推动该翼轮滚向管子的另一端。图 1.21 表示在 Crookes 管中出现的现象:从一个凹面阴极发射的一束阴极射线聚焦到处于阴极电位的一片白金箔片上,而且白金片高到焦点位置时便发出了白炽光。同一时期,Thomas Edison 发现了“爱迪生效应”,利用该效应,能在玻璃泡中的白炽阴极灯丝和另一个金属电极之间使电流流通。人们还发现阴极射线在电场和磁场的作用下能发生偏转,见图 1.22,它与 1897 年 J. J. Thomson 做的经典实验十分类似。最后,Crookes 于 19 世纪 90 年代研制出了“聚焦管”,见图 1.23,其中阴极射线轰击阳极,致使阳极以某个角度放射出 X 射线。该 X 射线穿过玻璃管壁使照相片曝光,或使矿物质发出荧光。

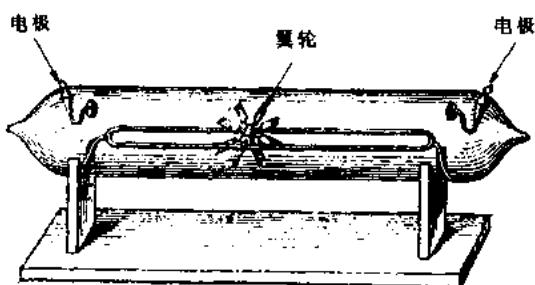


图 1.20 W. Crookes 于 1879 年设计的“轨道管”用以显示阴极射线能够产生一种机械力,推动小轮的翼片,使之在电极之间从阴极朝阳极运动(Brown 1978)

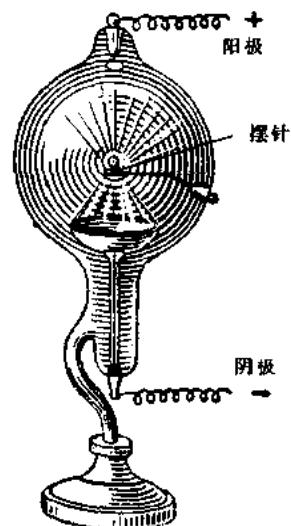


图 1.21 由 G. H. Wiedman 1891 年设计的一种电子管,用以演示阴极射线聚焦产生的热效应,它能将一金属箔加热直到发出白炽光(Brown 1978)

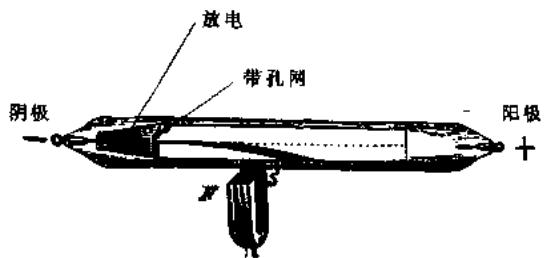


图 1.22 由 J. J. Thomson 1897 年设计的一种放电管，
用以说明磁场对阴极射线的偏转效应
(Brown 1978)

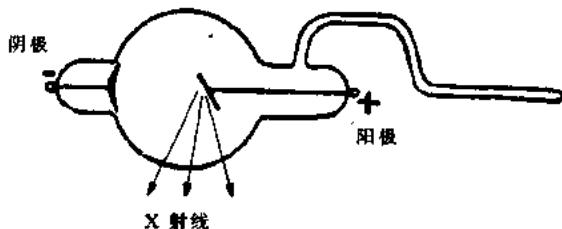


图 1.23 Crookes 在 1895 年发明的 Röntgen 型聚焦电子
管,被用于 X 射线的发现与研究之中(Brown
1978)

表 1.4 中列出了其它一些重要概念和发现。直流放电的最重要技术进展之一就是开发了适用的真空泵。其中, August Toepler 的水银活塞泵使气压降至 1 mTorr, 但是泵速很低。德国的工程师 Wolfgang Gaede 在气体放电物理学的领域里做出了巨大的贡献。他在 1905 年提出了一种旋转水银泵, 能在低于 10^{-5} Torr 的气压下获得很高的泵速。后来他于 1911 年作出了水银扩散泵, 并在 1935 年发明了现代旋转油前级泵。

1.6 等离子体物理的分类和问题

1.6.1 密度-温度工作区

图 1.24 是各种研究和工业应用中等离子体数密度和电子动能温度的二维分布图。电子动能温度轴的单位为 eV, 1eV 等于 11605K, 见方程(2.17)。人工产生的等离子体其电子动能范围从接近室温直到可与某些星体内部的温度相比较。密度的范围延伸达 20 个数量级, 从稀薄的星际空间直到接近固体的密度。多数工业应用的等离子体, 电子温度主要在 1~20eV 之间, 而电子数密度范围从 10^{12} 电子数/ m^3 到 10^{25} 电子数/ m^3 。

1.6.2 等离子体与异相物质的相互作用

等离子体可以与其它状态的物质单独相互作用或与固、液、气态的组合相互作用。当等离子体与中性气体相互作用时, 相当高的电子、离子的动力温度能导致离解、电离, 并使等离子体与中性气体产生化学反应。等离子体与液体的相互作用研究得相当少, 但人们知道, 这种相互作用将形成气泡, 在液体动力边界层, 以及因液体挥发而形成鞘层, 当等离子

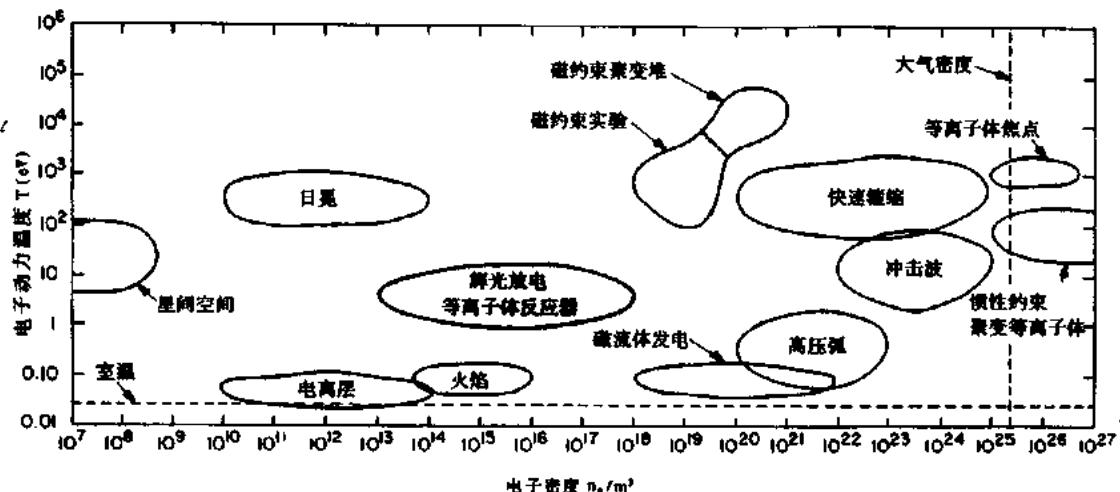


图 1.24 各种天然的、科研用的以及工业用的等离子体 (Book 1990, Roth 1986, Cobine 1958)

体直接与固体壁相互作用时,将在等离子体和器壁之间形成静电鞘层. 其特点是鞘层的电子密度和静电电位有一个急剧的指数降落, 将使离子在鞘层中获得加速, 以相当高的离子能量碰撞器壁. 该过程被广泛地用于微电子学中的等离子体刻蚀, 以及溅散和表面镀膜.

1.6.3 研究等离子体的方法

在等离子体物理的文献中可找到三种不同的研究方法. 第一种为连续性方法, 以磁流体动力学和电流体动力学为例, 把等离子体当作连续的流体来处理. 这一理论方法是流体力学的一个分支, 只用宏观参量来描述等离子体的特性. 该方法主要应用于热等离子体的领域和磁流体动力发电.

研究等离子体的第二种主要方法是, 把它当成为单个粒子的集合体, 其运动结果是集体行为. 在这种方法中, 等离子体理论变成了力学的一个分支, 而等离子体用微观变量来描述, 其微观变量是在粒子分布函数(通常是麦克斯韦分布)上取统计平均. 这一理论适合用于工业等离子体工程的大多数分支, 尽管许多工业辉光放电等离子体的电子能量分布为非麦克斯韦分布.

研究等离子体的第三种主要方法, 也是工业等离子体工程中应用最广泛的一种方法, 不恰当地把等离子体当作只具输入端和输出端的一个黑匣子, 与等离子体相关过程所预期的输出, 只要通过调节输入端参量就能达到. 这种方法并不注重了解黑匣子中所发生的等离子体物理过程. 由于工业等离子体技术的许多分支中的工作者缺乏相互沟通, 造成对构成等离子体许多工业应用基础的共同物理过程缺乏了解.

1.6.4 等离子体物理面临的挑战

采用单粒子或者微观的方法对充分离化的等离子体作完整的描述是一个多体问题, 因为作用于等离子体中每一个和所有的带电粒子上的力是远程库仑力. 为了将这样一个多体问题转化成一种数学上易于处理的形式, 往往得到一些近似的结果, 从而降低了所得结果的可信性, 甚至有时导致一些错误的答案.

另一个困难是用于描述等离子体中的粒子、动量和能量守恒的微分方程通常是非线性的。这些非线性方程式，一般说来不会有有限数量的解，或者用标准数学函数所表示的封闭形式的解。确实，即使有幸对某一个非线性问题找到了一个封闭形式的解，那也不能保证等离子体的习性与特定数学解所预示的相同。在描写等离子体中广为流行的非线性微分方程时常采用与其它领域，比如，经典电动力学相对照的方法，在电动力学中，这些基本方程是线性的，而且能得到封闭形式的严格的特解。

为什么说与等离子体相关的研究和发展具有如此的挑战性，其另外一些原因是等离子体实验很难建立并作出解释。边界条件对确定等离子体特性非常敏感和至关重要。通常等离子体的特性受大量参量的控制，导致成为一个多变量问题。如果对影响实验结果的参量控制不当，则要说明实验结果的解释是个复杂的问题。由于能量密度高，例如工业弧光等离子体，等离子体难于产生和维持，特别是稳态放电更难，通常包括高热量流通，高功率密度和一些其它极端运用条件。

由于高动力学温度和能量密度，等离子体的诊断也较困难。插入的扰动探针可能被损坏。在许多情况下，即使扰动探针能够在等离子体中维持工作，它也会改变等离子体的特性，使该探针根本不能确定等离子体的非扰动状态。最近几十年，等离子体诊断逐渐得到了发展，测量大多数重要的等离子体参数的非扰动技术已经成熟，尽管设备和方法非常昂贵和复杂。

磁约束聚变能的研究已经开发出了很宽范围内多种多样的等离子体诊断仪器和方法。其中不少能够为相同或类似等离子体密度和温度状况的工业等离子体提供有用的信息资料。然而，许多聚变能诊断仪器太贵，不适用于常规工业等离子体应用（汤生激光散射仪就是一个很好的例子）。另外一个困难是，工业等离子体不同的密度和温度工作区（如图 1.24 中所示的例子）可能在聚变等离子体诊断技术可利用的密度和温度范围之外。

1.7 等离子体科学的学术交流

1.7.1 科学杂志文献

国际科学期刊提供了广阔的范围，使等离子体相关的论文可得以发表。在等离子体科学方面，用得最广的一些期刊杂志列在表 1.5 中，表中一些条目之前加了“×”号，它表示那种期刊至少曾经发表过有关等离子体研究和发展方面的论文。前面两列是关于等离子体物理的理论和实验方面的内容。第三、第四列分别指等离子体应用的理论和实验内容。因为大量的工作是在聚变研究领域，因此聚变物理和技术有其自己的期刊，列在表 1.5 的第五和第六列中。最后，有关工业等离子体应用论文的期刊列在表 1.5 的最后一列。

1.7.2 科学会议

表 1.5 中所示的期刊包括了在等离子体科学领域里一套完整的工作。表 1.6 中列出了科学工作者在等离子体相关科学会议上发表的正在进行的工作的进展报告，以及他们最新的研究成果。表 1.6 所列是很有限的，大部分只是在北美召开的科学会议。该表列出了会议的正式名称，发起会议的国际科学机构或专业学会，会议召开的次数。最后，以表 1.5 相同的方式列出在会议上发表较多的等离子体相关研究的子领域。另外也有会议定

期在亚欧两地召开。

表 1.5 与等离子体有关的期刊和文献资料

期刊	理论等 离子体 物理	实验等 离子体 物理	理论等 离子体 科学	实验等 离子体 科学	核聚变 物理	核聚变 技术	等离子 体工业 应用
Appl Phys. Lett.		×		×			×
Comm. Plasma Phys.	×				×	×	
Fusion Technology					×	×	
IEEE Trans. Plasma Sci.	×	×	×	×	×		×
J. Appl. Phys.		×	×	×			×
J. Fusion Energy					×	×	
J. Geophys. Res. A	×	×	×	×			×
J. Plasma Phys.	×	×	×		×		
Nuclear Fusion	×	×			×	×	
Nucl. Instrum. & Methods A		×		×		×	
Physics of Plasmas	×	×	×	×	×		
Phys. Rev. A	×		×				
Phys. Rev. Lett.	×	×	×		×		
Plasma Phys. & Control Nucl. Fusion	×	×	×	×	×	×	×
Plasma Sources, Sci. & Technol.		×	×	×			×
Rev. Sci. Instrum.		×		×		×	×
J. Vacuum Sci. & Technol. B		×	×				×
Plasma Chem. & Plasma Proc.	×		×	×			×

1.7.3 工业等离子体工程的国际情况

等离子体的工业应用,因为对许多高技术工业的重要性,在所有主要的工业化国家都被列为国家基础的一部分,而且,正在工业化的国家亦有学术和商业兴趣。在 80 年代的十年中,由于该领域里的学者及积极活动的专职工程师数量比较少,使得他们能够分享其成果并保持联系,1980 年以前,供工业等离子体技术论文交流的主要研讨会是 Gordon 等离子体化学研究会,于定期双数年份的夏天在美国召开。这一系列会议于 1992 年终止。除此之外,这一领域的论文看来都是非常分散的。最近几年,这种形势明显转好,像科学仪器评论(RSI)这样的期刊和几种其它期刊,以及上面列出的科学会议,现在都开始接收工业等离子体技术领域的论文和报告。

从世界范围来看,当代工业等离子体技术领域中,无论是学术研究机构的数量,还是工业界中全身心投入研究的力量来说处于领先的地区大概是欧洲。最近,国际理论和应用化学联合会(IUPAC)出版了一套国际上从事等离子体加工研究的等离子体化学实验室名单,这些加工研究包含在本书第 14 章到 18 章中(Boulos 1993)。在该通信目录中,欧洲列出了 114 个,远远多于其它国家地区。日本名列第二,列出了 45 个团体。这些清单所列

学术研究和工业机构两部分近似相等。美国列在第三位，有39个单位。日本在工业等离子体方面的兴趣集中于与微电子相关的技术，而欧洲和加拿大的兴趣是热等离子体方面，这是本书第19章之主题。

表1.6 与等离子体有关的科学会议

会议	发起机构	会期	理论等离子体物理	实验等离子体物理	理论等离子体科学	实验等离子体科学	核聚变物理	核聚变技术	等离子体工业应用
APS Plasma Physics Division Meeting	APS	每年	×	×	×	×	×	×	
Gaseous Electronics Topical Conference	APS	每年		×	×	×			×
International Conference on Plasma Science	IEEE	每年	×	×	×	×			×
International Symposium on Plasma Chemistry	IUPAC	奇数年			×	×			×
Gordon Conference on Plasma Chemistry	AAAS	偶数年			×	×			×
Int'l Conference on Phenomena in Ionized Gases	IUPAP	奇数年	×	×	×	×			×
Topical Conference on RF Power in Plasmas	APS	奇数年			×	×	×	×	×
Symposium on Fusion Technology	IEEE	奇数年				×	×	×	
Topical Conference on Fusion Energy	ANS	偶数年					×	×	

在工业等离子体技术领域中，美国不如上面所提到的那些实体。尽管在美国工业界到处可见等离子体的应用，但很少有工业实验室系统地研究等离子体，或在等离子体方向上做专门的研究和开发，或者给予重大的投资许诺。追究起来，造成美国这种形势有三方面因素：在美国大学中聚变能研究占主控地位；工业界不愿意进入该领域的研究和开发；美国联邦政府对工业等离子体工程的研究和开发支持不够。美国工业等离子体工程研究和开发这一不相称的状态，已被载入一篇题目为“等离子体材料加工”的报告之中。该报告是由美国国家科学学术研究委员会的国家研究委员会发表的(Anon. 1991)。

参 考 文 献

- Anon. 1989 East Coast of Britain Will Bear the Brunt of Rising Sea Levels *New Scientist* 1 July 1989 p 38.
- Anon. 1991 *Plasma Processing of Materials: Scientific Opportunities and Technological Challenges* (Washington DC, National Academy Press) ISBN 0-309-04597-5.
- Baes, C. F. II and McLaughlin S. B. 1984 Trace Elements in Tree Rings: Evidence of Recent and Historical Air Pollution *Science* 224 494-497.
- Book, D. L. 1990 *NRL Plasma Formulary* NRL Publication 177-4405 (Washington, DC, Naval Research Laboratory) pp 40-41.
- Boulos, M. I. 1993 *Plasma Chemistry Research Directory, PCRD-93* (Sherbrooke, Canada, IUPAC Subcommittee on Plasma Chemistry).
- Brown, S. C. 1978 A Short History of Gaseous Electronics, in: Hirsh M N and Oskam H J (ed) *Gaseous Electronics* vol 1 (New York: Academic Press) ISBN 0-12-349701-9 ch 1, pp 1-18.
- Cobine, J. D. 1958 *Gaseous Conductors* (New York: Dover Publications) ch 1.
- Crookes, W. 1879 Radiant Matter Lecture to the British Association for the Advancement of Science (Sheffield, 22 August 1879).

- Francis, D. R. 1987 Canada Acts on Acid Rain, Looks to U.S. *Christian Science Monitor* 6 April 1987 p 11.
- Gibbons, J. H. and Blair, P. D. 1991 U. S. Energy Transition: On Getting from Here to There *Physics Today* July 1991 pp 22–30.
- Gribbin, J. 1989 The End of the Ice Ages? *New Scientist* 17 June 1989 pp 48–52.
- McElroy, M. 1988 The Challenge of Global Change *New Scientist* 28 July 1988 pp 34–36.
- Perry, H. and Landsberg, H. H. 1977 *Projected World Energy Consumption in Energy and Climate* (Washington, DC: U. S. National Research Council) pp 35–50.
- Post, W. M., Peng T-H, Emanuel W. R., King A. W., Dale V. H. and DeAngelis D. L. 1990 The Global Carbon Cycle *American Scientist* 78 310–326.
- Rakowski, W. 1989 Plasma Modification of Wool Under Industrial Conditions *Melliand Textiberichte* 70 780–785.
- Roberts, L. 1989 How Fast Can Trees Migrate? *Science* 243 735–737.
- Roth, J. R. 1986 *Introduction to Fusion Energy* (Charlottesville, VA: Ibis Publishing) ISBN 0-935005-07-2 ch 2.
- Schwartz, S. E. 1989 Acid Deposition: Unraveling a Regional Phenomenon *Science* 243 pp 753–763.
- Shepard, M. et al. 1988 The Politics of Climate *EPRI Journal* 13 (4) 4–15.

2 气体运动论

没有微观上的单个原子、分子、带电粒子尺度上的气体行为的知识，就不可能全面理解等离子体工业应用中发生的一些物理过程。微观气体行为由气体运动论描述，气体行为的宏观行为由统计力学描述。本章将综述有关分子运动论和统计力学的教科书中，如 Sears 和 Salinger(1975) 的著作中所严格推导出的内容。

2.1 高真空的测量

大部分等离子体装置和工艺过程均工作在远远低于大气压强下。因此，有必要熟悉一些常用来测量压强或密度的非国际单位制。尽管在真空系统中感兴趣的物理量是中性本底气体的密度，但由于历史的缘故，商用真空规却使用压强单位读数。

19世纪，真空系统中真空度的定量测量首先使用的是水银压力计，它将真空系统中的压强以大气压表示。因此，在早期的文献中，压强的通用单位是毫米汞柱(mmHg)，在0°C下，一标准大气压为760毫米汞柱。20世纪中叶，国际标准委员会决定将压强单位毫米汞柱改名为托(Torr)^{*}，这一单位当时在北美的等离子体科学文献中经常出现，这是为纪念在气压计上所作的工作而知名的意大利物理学家 Evangelista Torricelli(1608~1647)而命名的，热等离子体处理和磁流体发电这类工业应用中涉及的压强往往等于或略高于一个大气压，故在这些场合中，更普遍地采用大气压来表示压强。在较老的文献中偶尔见到的另一个非国际单位制单位是毫托，它等于 10^{-3} 托。由于它极易与等于 10^{-6} 米的长度单位微米相混淆，而微米这一单位在材料科学和微电子等离子体加工中已广泛使用，因此，在本书中不采用毫托作压强单位。

引进托这一单位后，该国际标准委员会决定国际单位制中的法定压力单位从此改名为帕斯卡(Pa)，定义为每平方米1牛顿(N/m²)。这是为纪念法国科学家 Blaise Pascal(1623~1662)而命名的，他第一个携带气压计登山并证明了压强随高度而降低，到目前为止，至少在美国，帕斯卡还没有被普遍接受为压强单位来测量真空度，在文献中很少见到。(在本书中，我们有时倾向于用每平方米牛顿来表示单位面积上的力，而不用帕斯卡表示)，在工业等离子体工程领域，更加倾向于引用中性粒子密度而非本底压强，采用托表示真空压强仍然普遍适用。

托和帕斯卡之间可通过标准大气压进行换算，1标准大气压等于760托或 1.01325×10^5 Pa，于是1托等于 $1.01325 \times 10^5 / 760 = 133.32$ Pa(Book 1987)，用托和帕斯卡表示的压强之间的关系为

$$p'(\text{Torr}) = \frac{1.0133 \times 10^5}{760} p (\text{Pa}) \quad (2.1)$$

* 托(Torr)为非国际单位制单位，是一种传统习惯使用的单位。1托=133.322Pa。——译者注

由理想气体定律,该压强与密度(粒子数/米³)有如下关系:

$$p = nkT \quad (2.2)$$

式中 k 为玻尔兹曼常量,将式(2.1)代入方程并代入 300K 的标准温度和玻尔兹曼常量得到:

$$n = \frac{1.0133 \times 10^5}{760kT} p(\text{Torr}) = 3.535 \times 10^{22} p(\text{Torr})/\text{m}^3 \quad (2.3)$$

这是真空系统中中性粒子密度与用托表示的本底压强间的换算公式.应该注意,其中换算因子与温度有关.有关真空系统的其它换算公式可在附录 D 中找到.在一个大气压和 300K 温度下,每立方米的普通气体中大约有 2.466×10^{25} 个分子或原子.

2.2 粒子分布函数

普通气体和等离子体中的粒子不会全部以同一速度运动.如果这些粒子互相作用达到平衡,则它们的速度和能量由麦克斯韦-玻尔兹曼(Maxwell-Boltzmann)分布函数描述.

2.2.1 速度分布函数

在笛卡尔坐标(x, y, z)中,速度间隔 v_x 与 $v_x + dv_x$ 内的粒子数为 dn_x , n 为每单位体积内的粒子数,可由一维麦克斯韦-玻尔兹曼分布函数给出:

$$f(v_x) = \frac{dn_x}{dv_x} = \frac{n}{\pi^{1/2}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{mv_x^2}{2kT} \right] \quad (2.4)$$

在 v_x 和 $v_x + dv_x$, v_y 和 $v_y + dv_y$, v_z 和 $v_z + dv_z$ 之间的速度空间立方体内的粒子数等于三个速度分量的乘积,

$$\frac{d^3 n_{xyz}}{dv_x dv_y dv_z} = \frac{n}{\pi^3} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{mv^2}{2kT} \right] \quad (2.5)$$

速度分量和速度 v 间的关系为

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (2.6)$$

这里 v 是速度空间中的球坐标系径矢.在速度 v 和 dv 之间,速度分布 dn_v 由速度 v 的分布函数给出

$$f(v) = \frac{dn_v}{dv} = \frac{4n}{\pi^{1/2}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left[-\frac{mv^2}{2kT} \right] \quad (2.7)$$

对应于三个动力学温度 $T_1 < T_2 < T_3$,作为速度 v 的函数,图 2.1 表示式(2.7)的速度分布 $f(v)$.随着气体动力学温度的上升,分布函数向更高速度延伸达到更高能量.只要气体限制在固定体积内,分布函数曲线下的面积就保持为常数.对所有速度,积分方程(2.7),则该常数等于气体密度 n :

$$\int_0^\infty f(v) dv = n \quad (2.8)$$

速度分布函数的前三级矩具有物理意义.零级矩等于分布曲线下的面积,由上面的方程(2.8)给出.一级矩是算术平均速度,也就是熟知的平均热速度,即

$$\bar{v} = \frac{1}{n} \int_0^\infty v f(v) dv = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

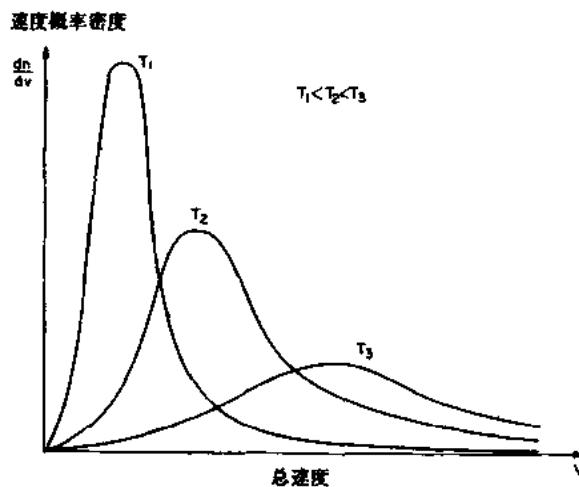


图 2.1 三种温度下的 Maxwell-Boltzmann 速度分布函数, $T_1 < T_2 < T_3$.
每一曲线下的面积相等, 均为粒子数密度

二级矩是粒子的均方根速度, 为

$$v_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{n} \left(\int_0^{\infty} v^2 f(v) dv \right)} = \sqrt{\frac{3kT}{\pi m}} \quad (2.10)$$

另一个特征速度是最可几速度 v_m , 对应于速度分布函数的最大值, 微分方程 (2.7), 并令其等于零, 可得

$$v_m = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (2.11)$$

这些特征速度与分布函数的关系示于图 2.2. 若速度分布函数不是麦克斯韦分布, 这在工业等离子体中时常遇到, 则零级矩方程 (2.8) 不受影响, 但算术平均速度, 均方根速度和最可几速度与方程 (2.9) 到 (2.11) 给出的值不同. 若选用麦克斯韦分布的特征速度, 通常采用平均热速度 \bar{v} (式 (2.9)).

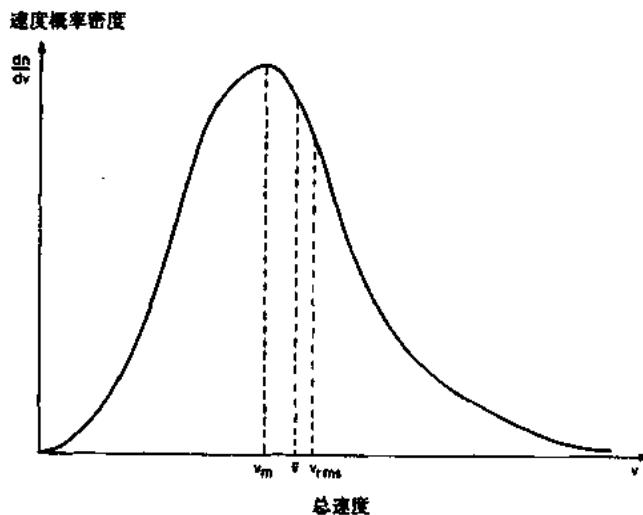


图 2.2 Maxwell-Boltzmann 速度分布函数及最可几速度 v_m 、平均
热速度 \bar{v} 、二阶矩、均方根速度 v_{rms}

2.2.2 能量分布函数

处于运动或热力学平衡中的气体，各个粒子的能量也服从麦克斯韦-玻尔兹曼分布。动能 w 由速度 v 定义为

$$w \equiv \frac{1}{2}mv^2 \quad (2.12)$$

则 w 和 $w+dw$ 之间的能量分布函数是

$$f(w) = \frac{dn_w}{dw} = \frac{2n}{\pi^{1/2}} \frac{w^{1/2}}{(kT)^{3/2}} \exp\left[-\frac{w}{kT}\right] \quad (2.13)$$

方程(2.13)的能量分布函数如图 2.3 所示，其中，能量按值 kT 归一化。

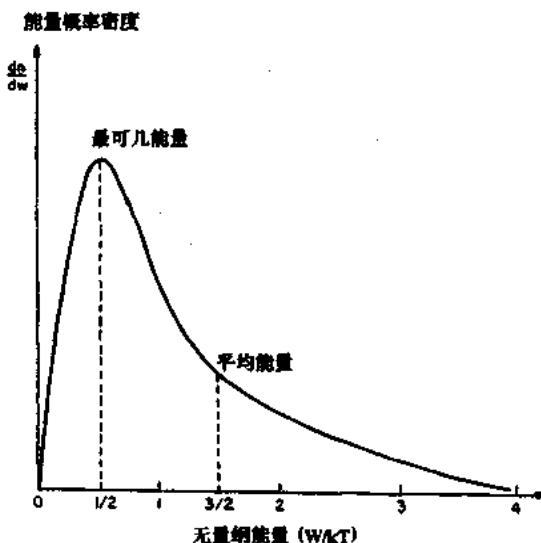


图 2.3 Maxwell-Boltzmann 能量分布函数，最大值处为最可几能量， $w_m = kT/2$ ，平均能量 $\bar{w} = 3kT/2$ 。
曲线下的面积等于粒子数密度

微分方程(2.13)，并令其等于零，可得麦克斯韦气体的最可几动能为 $w_m = kT/2$ 。方程(2.13)的一级矩给出麦克斯韦分布的平均能量为

$$\bar{w} = \frac{1}{n} \int_0^\infty wf(w)dw \quad (2.14)$$

将方程(2.13)代入方程(2.14)，得

$$\bar{w} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \left(\frac{w}{kT}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{w}{kT}\right] dw = \frac{3}{2}kT \quad (2.15)$$

因此麦克斯韦气体的平均能量是 $3kT/2$ 。

工业上低压辉光放电等离子体往往具有非麦克斯韦的电子能量分布函数。如果每个非麦克斯韦分布的粒子的平均能量与用有效运动温度 T_{eff} 表示的麦克斯韦的平均能量相同，则由方程(2.14)和(2.15)可定义为

$$T_{\text{eff}} \equiv \frac{2}{3kn} \int_0^\infty wf(w)dw \quad (2.16)$$

对于麦克斯韦分布,方程(2.16)刚好给出动力学温度 T .

不论粒子是处于热力学平衡还是动力学平衡,粒子的能量分布函数均由麦克斯韦-玻尔兹曼分布函数描述.热力学平衡是严格的,它要求气体中的所有能流都非常小,光子的平均自由程比气体的尺度小得多,气体像黑体一样辐射.要将经典热力学的有效方法应用于气体,热力学平衡是充分必要条件.该条件在用作材料处理的某些热等离子体中能得到满足,例如弧焊;但工业上用的大多数等离子体不满足该条件.而动力学平衡是远不够严格的条件,允许能量在媒质中流动,而不要求媒质像黑体一样辐射,仅仅只需粒子本身之间有充分的相互作用以达到麦克斯韦-玻尔兹曼分布.

开尔文温度(K)是一个小单位,用它表示等离子体中的动力学温度不方便,通过关系

$$kT(K) \equiv eT'(eV) \quad (2.17)$$

就可用电子伏特作单位来表达动力学温度.这里 T 是用开尔文温度为单位的动力学温度, T' 是用电子伏特作单位表达的动力学温度.取比值 e/k ,可得 1 电子伏特等于 11604K.

2.3 粒子碰撞

上面讨论的麦克斯韦-玻尔兹曼分布由气体或等离子体中粒子间的碰撞维持.出现在电子、离子、中性原子或分子之间的一些不同类型粒子间的碰撞,按 A,B,C 分类列于表 2.1 中.在工业应用中,不仅要考虑等离子体中两带电单粒子间的双体碰撞,而且还要考虑这些带电粒子与包括固体、液体和包围等离子体的本底中性气体间的不均匀相互作用.

表 2.1 碰撞分类

电子	
$e + A \rightarrow A^+ + 2e$	电离
$e + A \rightarrow A^+ \rightarrow e + A + h\nu$	激发
$e + A^+ \rightarrow 2e + A^+$	Penning 电离
$e + A \rightarrow e + A$	弹性散射
$e + AB \rightarrow e + A + B$	离解
$e + AB \rightarrow 2e + A^+ + B$	离解电离
$e + AB \rightarrow A^- + B$	离解附着
$e + A^+ + B \rightarrow A + B$	复合
离子	
$A^+ + B \rightarrow A + B^+$	电荷交换
$A^+ + B \rightarrow A^+ + B$	弹性散射
$A^+ + B \rightarrow A^+ + B^+ + e$	电离
$A^+ + B \rightarrow A^+ + B^+ \rightarrow A^+ + B + h\nu$	激发
$A^+ + e + B \rightarrow A + B$	复合
$A^+ + BC \rightarrow A^+ + B + C$	离解
$A + BC \rightarrow C + AB$	化学反应

2.3.1 弹性双体碰撞

双体碰撞只涉及气体或等离子体中的两个粒子.弹性双体碰撞就像两个弹子球间的

作用。作用中两粒子的总动能守恒，非弹性双体碰撞则是两碰撞粒子的初始动能大于碰撞后的动能，这就导致碰撞粒子中的一个或两个处于激发态，或者碰撞中经历了某种其它的能量吸收过程。

作为一级近似，两中性粒子间，或带电粒子与一中性粒子间的碰撞可处理成两刚性球间的碰撞。这种碰撞的有效截面就是截面 σ ，在国际单位制中用平方米作单位。中性空气分子间的碰撞截面略高于 10^{-19} m^2 ，如果两个碰撞粒子是半径为 a 的完全弹性球，慢碰撞发生在相互距离 $2a$ 内，如图 2.4 所示。它们的有效靶面就是碰撞截面 σ ，

$$\sigma = \pi(2a)^2 = 4\pi a^2 \quad (\text{m}^2) \quad (2.18)$$

该有效靶面用虚线示于图 2.4 中。

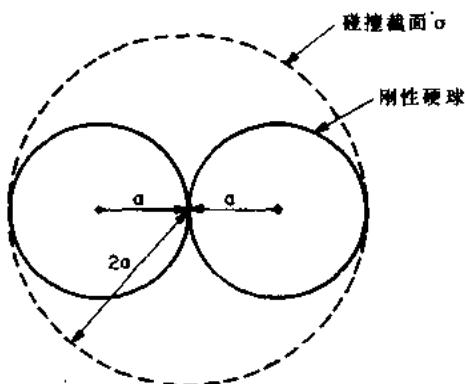


图 2.4 碰撞接触瞬间的半径为 a 的两弹性刚性球原子，这一过程的总截面为虚线圆的面积

带电粒子之间，即两个电子，两个正离子或离子与电子间的双体碰撞在聚变研究中非常重要，但与等离子体工业却几乎毫不相干。在完全电离的等离子体中，这种库仑碰撞支配着碰撞过程，是聚变等离子体或天体等离子体微观行为的基础。在工业等离子体中，通常电离度相当低，故双体库仑碰撞通常对等离子体输运特性和微观行为只起微不足道的作用。起支配作用的碰撞过程是带电粒子和中性本底气体之间的碰撞，具有这种碰撞机制的气体称之为洛伦兹气体。

两个中性粒子或一中性粒子和一带电粒子的双体碰撞要求如图 2.4 所示的那种紧密靠近和物理接触。而库仑碰撞却是由反平方律的库仑力使两粒子相互作用的结果，是吸引还是排斥由两粒子上电荷的符号决定。由于在完全电离的等离子体中，带电粒子可同时与多个粒子相互作用，因此库仑力是远程的；这样输运系数就由多次小角度碰撞决定，而不是由带电粒子间的单个双体互作用决定。库仑碰撞和截面的进一步讨论可参看参考文献 Roth(1986)。

2.3.2 非弹性双体碰撞

当两个粒子经历非弹性双体碰撞时，碰撞后的动能低于碰撞前的动能，几种可能的能量吸收过程列于表 2.1 中。其中一种过程是等离子体中高能带电粒子激发中性原子，使束缚于轨道上的电子进入高能态。这些激发态中性原子（或激发态高 Z 离子）发射线辐射，这种辐射是工业等离子体的重要能量损失机制。如果中性气体含有分子，就会出现离解。

离解过程中,与高能离子或电子的碰撞将一个分子分裂成一个或多个成分.本底中性原子或分子可与等离子体中离子或电子产生电离碰撞,碰撞中,一个或多个电子完全脱离原子或分子.部分电离的等离子体中,电离过程也可导致大量能量损失.电荷交换碰撞造成等离子体中冷中性原子或分子和高能离子之间的电子交换.最后,如果部分电离的等离子体具有大气压力或更高密度,当存在第三体时,可出现大量的复合,由一个电子和一个离子形成一个中性原子或分子.为保持能量、线动量和角动量在复合过程中守恒,因此复合必然是一个三体过程.

2.3.3 表面上异态物质的相互作用

异态相互作用出现在不同的物态之间.这些相互作用将在后面有关章节中作定量的深入研究.大多数异态物质互作用涉及高能自由原子团、离子或电子对壁的轰击,可导致从壁材料上打出电子(二次电子发射)或中性原子(溅射或烧蚀).另外,当等离子体中的离子和电子到达表面时,可与吸附的中性气体互作用,引起离子和电子的复合;或者增强催化作用,使吸附气体或者与其自身,或者与基体表面材料发生化学反应.最后,无论是等离子体撞击表面产生的粒子堆积,还是表面的化学反应或聚合,都将导致薄膜的沉积与涂覆.

2.3.4 等离子体碰撞体系

在高级等离子体物理学课程中,其动力学参数和输运系数都由等离子体的单粒子运动方程和分布函数导出.这些动力学方法通常划分为三种碰撞体系.洛伦兹(Lorentz)方法以洛伦兹气体为基础,它是一种假想的气体,在该气体中,电子无相互作用,正离子保持静止.电子与中性本底气体发生双体碰撞,中性本底气体如同一无限的吸收体,吸收来自碰撞电子群的能量和动量.洛伦兹方法的改进是克鲁克(Krook)模型,在该模型中,有效碰撞时间与粒子的能量和动量无关,对于电子与惰性气体间的相互作用,有时是一个好的近似.

最适合聚变领域完全电离等离子体的一种理论方法是玻尔兹曼-弗拉索夫模型.在该模型中,基本方程描述了碰撞平均自由程远大于系统特征长度的高温等离子体,该模型可适用于工作在低于1毫托的低压工业等离子体,或某些天体等离子体物理或地球等离子体物理.聚变研究中的另一重要的理论模型是福克-普朗克模型,该模型在工业等离子体中的应用有限.在该模型中,完全电离的、高端流的或电场支配的等离子体,在速度空间中碰撞,粒子的运动由远距离相互作用或波动电场引起的弱偏转的累积效应决定.在福克-普朗克模型中,这些弱相互作用的累积效应比偶然的大偏转效应更重要.在本书后续的理论中,主要用洛伦兹模型,偶尔用克鲁克模型.

2.4 刚性球模型的动力学特性

研究等离子体的行为,需应用气体运动论的概念.本节的内容在分子运动论的教科书中已有严格推导,如参考文献[3],这里不再重复.受篇幅所限,在不破坏定量的严格性下,只给出运动中重要参量的简明推导,以明确物理内涵.

2.4.1 碰撞参数

如图 2.5,设想一实验粒子 2 以速度 v 进入由弹性刚性球 1 构成的气体中,两种粒子有同一半径 a ,本底粒子 1 运动十分缓慢,或十分笨重,以致当试验粒子与它们相互作用时,它们保持不动,这一假设只给结果带来量级为 1 的小数值修正. 当试验粒子与本底粒子发生碰撞散射时,它将沿一随机的之字形路径通过气体. 试验粒子与截面积为 σ 的柱体内的标号为 1 的每个本底粒子相碰撞. 在碰撞的任一处,柱体的轴线产生一弯折,因此该柱体是很不规则的.

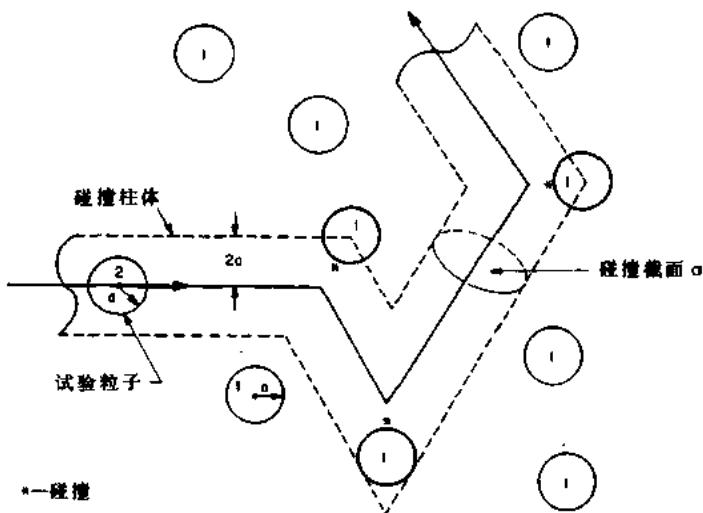


图 2.5 标号为 2 的刚性实验粒子与标号为 1 的刚性背景粒子弹性互作用,实验粒子将与位于实验粒子运动轨道上的、半径为 $2a$ 的柱体内的所有标号为 1 的背景粒子相碰撞

在时间间隔 t 内,当试验粒子与其它粒子碰撞时,速度为 v 的试验粒子沿不规则的之字形路径运动的距离为 v_t ,扫出一长为 v_t 截面积为 σ 的柱体. 被碰撞粒子的中心位于该柱体的表面上. 如果每单位体积内有 n_1 个标号为 1 的粒子,则中心位于试验粒子扫出的柱体上的粒子数就等于碰撞次数,由密度与柱体体积的乘积给出

$$\text{碰撞次数} = n_1 \sigma v t \quad (2.19)$$

式(2.19)中的速度 v 通常由麦克斯韦分布给出,截面 σ 通常与速度有关. 为计算这些速度相关量,定义一个与能量和速度有关的反应率系数

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{1}{n} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(v) v f(v) dv \quad (2.20)$$

这里 $f(v)$ 为方程 2.7 给出的麦克斯韦分布. 方程(2.20)中的尖括号表示在麦克斯韦分布范围内的平均 σ . 单位时间内的碰撞次数,即碰撞频率 v_c 是

$$v_c = n_1 \langle \sigma v \rangle \quad (\text{碰撞次数 / s}) \quad (2.21)$$

周围大气中空气分子相互碰撞的频率大约是 7×10^9 次/s.

气体中所有标号为 1 的粒子和标号为 2 的粒子在单位体积内的碰撞总数,即总相互作用率或反应率 R ,由试验粒子的密度和每个试验粒子与标号为 1 的本底气体的碰撞频

率之积给出,此相互作用率为

$$R = n_2 v_c = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle \quad (\text{相互作用率 } / (\text{m}^3 \cdot \text{s})) \quad (2.22)$$

空气中氮分子的互作用率大约是每秒每立方米 9×10^{34} .

碰撞间的平均距离称为平均自由程,用希腊字母 λ 表示. 平均自由程等于平均速度为 \bar{v} 的试验粒子在时间 t 内通过的总路程除以式(2.19)给出的碰撞次数,即

$$\lambda = \frac{\bar{v}t}{n_1 \langle \sigma v \rangle t} = \frac{\bar{v}}{n_1 \langle \sigma v \rangle} \approx \frac{1}{n_1 \sigma} \quad (2.23)$$

周围大气中分子的平均自由程大约是 6×10^{-8} 米,这是一非常短的距离. 在许多工业应用的低压等离子体中,碰撞间的平均自由程从不到 1 毫米到数十厘米.

2.4.2 表面粒子通量

由分子运动论导出的另一有用的结果是在包含被约束气体或等离子体的器壁上的粒子通量. 式(2.7)给出的麦克斯韦速度分布函数 $f(v)$ 描述了被轰击表面上半球壳内,速度在 v 至 $v+dv$ 之间的粒子数. 图 2.6 为原点位于被轰击表面上的球坐标系. 厚为 dv 的小微分球壳面积内,单位立体角的粒子数为

$$dn(v, \theta, \phi) = \frac{f(v) \sin(\theta)}{4\pi} \quad (2.24)$$

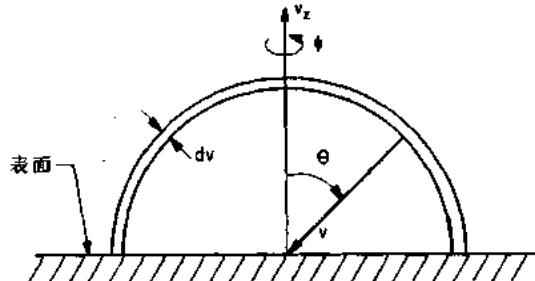


图 2.6 容器壁上某一目标点上的半球,入射粒子的矢量速度分别由速度 v 、方位角 ϕ 和极角 θ 表示

如果 z 方向与表面垂直,则只有速度指向表面的粒子才轰击表面. 在图 2.6 的坐标系中,速度的 z 方向分量为

$$v_z = v \cos(\theta) \quad (2.25)$$

单位时间内轰击到单位面积上的粒子数,即粒子通量,由下述两部分的乘积给出:由式(2.25)给出的垂直且指向表面的速度;由式(2.24)给出的,速度空间间隔为 v 和 $v+dv$, θ 和 $\theta+d\theta$, ϕ 和 $\phi+d\phi$ 决定的小体积内到达表面的粒子数. 此微分通量为

$$d\Gamma(v, \theta, \phi) = v_z dn(v, \theta, \phi) = \frac{vf(v) \sin\theta \cos\theta d\phi d\theta dv}{4\pi} \quad (2.26)$$

如果粒子在速度空间是各向同性和均匀的,并从表面上方半球接近表面,则到达表面的总通量为

$$\bar{\Gamma} = \int_0^\infty vf(v) dv \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta d\phi = \frac{1}{4} \int_0^\infty vf(v) dv \quad (2.27)$$

将式(2.7)的速度分布函数代入式(2.27)并积分,得到

$$\begin{aligned}\Gamma &= n \left(\frac{2kT}{\pi m} \right)^{1/2} \int_0^\infty x^3 e^{-x^2} dx = \frac{1}{4} n \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} \\ &= \frac{1}{4} n \bar{v} \quad (\text{粒子数 } / (\text{m}^2 \cdot \text{s}))\end{aligned}\quad (2.28)$$

其中 \bar{v} 是粒子的平均热速度, 被约束气体对壁的轰击造成气体对壁施加压力. 标准条件下, 空气分子轰击房间墙壁的速率大约是 3.3×10^{27} 次/ m^2 .

2.4.3 表面功率通量

对于高能工业等离子体, 其壁上热通量或许是一个问题, 不仅要知道粒子轰击表面的速率, 而且还要知道气体或等离子体的功率通量, 式(2.26)给出了粒子轰击表面的微分通量. 如果想知道微分功率通量, 就要用每个粒子的动能乘以微分粒子通量,

$$dP(v, \theta, \phi) = \frac{1}{2} mv^2 d\Gamma(v, \theta, \phi) \quad (2.29)$$

将式(2.26)代入式(2.29), 得

$$dP(v, \theta, \phi) = \frac{1}{2} mv^3 f(v) \frac{\sin(\theta) \cos(\theta) d\theta d\phi dv}{4\pi} \quad (2.30)$$

如果将式(2.7)代入式(2.30), 并对全部速度积分,

$$P = \frac{m}{8} \int_0^\infty v^3 f(v) dv = \frac{nm}{2 \sqrt{\pi}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{3/2} \int_0^\infty x^5 e^{-x^2} dx \quad (2.31)$$

$$P = \frac{mn}{2 \sqrt{\pi}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{3/2} = 2kT \bar{v} \quad (\text{W/m}^2) \quad (2.32)$$

此式给出的到达表面的功率通量不等于式(2.28)给出的粒子通量和粒子分布函数平均能量(见式(2.15))的乘积. 式(2.32)表明, 粒子轰击表面的平均能量是 $2kT$, 而不是 $3kT/2$, 这是因为分布函数中高能粒子比低能粒子更频繁地轰击壁, 因此轰击表面的功率通量也相应大些.

2.5 直接输运现象

经典动力学理论中熟知的四种直接输运机理也可在等离子体中出现. 粒子、动量、能量和电荷的输运分别起因于数密度、速度、温度和静电势的梯度; 它们分别导致粒子扩散、粘滞性、热传导和电流. 这里我们不详细推导这些过程的输运系数, 有关的推导可在分子运动论和统计力学教科书中找到(Sears and Salinger 1975).

2.5.1 扩散粒子输运

当气体或未磁化等离子体中的粒子碰撞时, 它们离开起始点作无规则的行走, 行走的步长等于碰撞的平均自由程. 如果气体中存在密度梯度, 并且气体没有对流混合, 这种无规则的行动就将导致从高浓度区流向低浓度区的粒子比反方向的多, 这一过程称为扩散输运.

如果平均自由程 λ 远小于密度变化的特征长度 L , 即

$$\frac{\lambda}{n_0} \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\lambda}{L} \ll 1 \quad (2.33)$$

则费克(Fick)扩散定律可写成如下形式：

$$\Gamma = nv_d = -D\nabla n \quad (2.34)$$

这里, V_d 是质量输运扩散速度, Γ 是粒子通量, 右边的参数 D 是扩散系数, 与位置无关. 负号是因为粒子通量与密度梯度反向, 即从高密度区向低密度区.

如果粒子的碰撞频率为 v_c , 碰撞间行走的平均距离为 Δx , 则扩散系数可近似为

$$D \sim v_c(\Delta x)^2 \quad (2.35)$$

从分子运动论可证明(Sears and Salinger 1975), 若满足式(2.33), 则扩散系数为

$$D \approx \frac{1}{3}v_c\lambda^2 = \frac{1}{3}\bar{v}\lambda = \frac{1}{3}\bar{v}^2\tau \quad (2.36)$$

这里 τ 是碰撞间隔时间, \bar{v} 是平均速度.

图 2.7 是费克扩散的等离子体电子数密度的分布图. 这种分布是正常圆柱直流辉光放电的特征, 譬如荧光灯管. 在该图中, $n(x)$ 的二阶导数处处为负, 意味着此过程导致由粒子守恒(连续性)方程所描述的总粒子平衡中的粒子损失项. 图 2.7 所示的分布常用贝塞尔(Bessel)函数或柱等离子体中的抛物分布函数来恰当地描述.

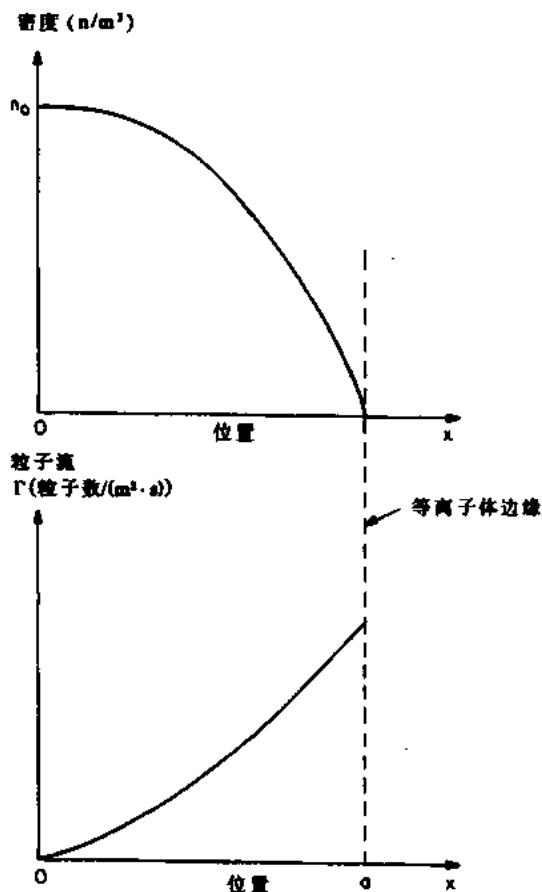


图 2.7 费克扩散与密度梯度反向.
上图, 密度分布图; 下图, 粒子通量图

图 2.8 给出径向数密度的特征分布图. 这种分布产生于非费克或非扩散的径向输运过程. 此种分布时常在湍流工业等离子体的外层区域和聚变研究中的托卡马克等离子体

的边缘附近见到。这些分布图具有明显的拐点，且在等离子体的外层区域具有正的二阶导数，如图 2.8(上)。这一正的二阶导数将产生一个向内流的有源项。这本身又意味着扩散正是运输过程中起支配作用的因素，提供所需的粒子损失以维护稳态粒子平衡。图 2.8(下)示出了粒子通量的特征分布图，它的最大值对应于最大密度梯度。

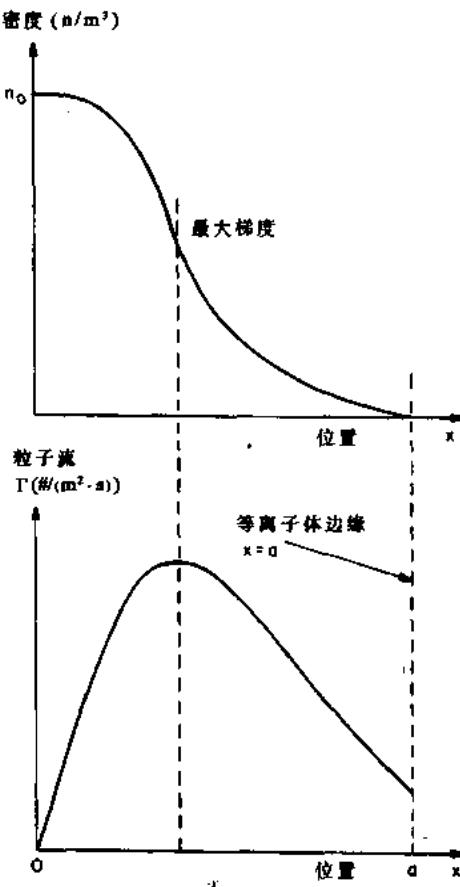


图 2.8 非费克扩散或非扩散运输与密度梯度反向，注意等离子体边界附近的密度分布具有正的二阶导数。上图，密度分布图；下图，粒子通量图

2.5.2 动量运输

粘滞性(或滞留)是速度梯度产生的从一处至另一处净的动量运输而形成的力。如图 2.9 所示，一个与固定壁平行，面积为 A 的平板穿过粘滞媒质。此运动产生稳态的速度分布，壁处的速度为零，运动平板处的速度最大。平板上单位面积的力为

$$F' = \eta \frac{du}{dz} \quad (\text{N/m}^2) \quad (2.37)$$

此力比例于速度梯度，由粘滞系数 η 描述。粘滞系数可用微观动力学参数表示：

$$\eta = \frac{1}{3} \frac{m\bar{v}}{\sigma} \quad (\text{Ns/m}^2) \quad (2.38)$$

其中 \bar{v} 是平均热速度， σ 是气体的刚性球双体碰撞的截面(Sears and Salinger 1975)。

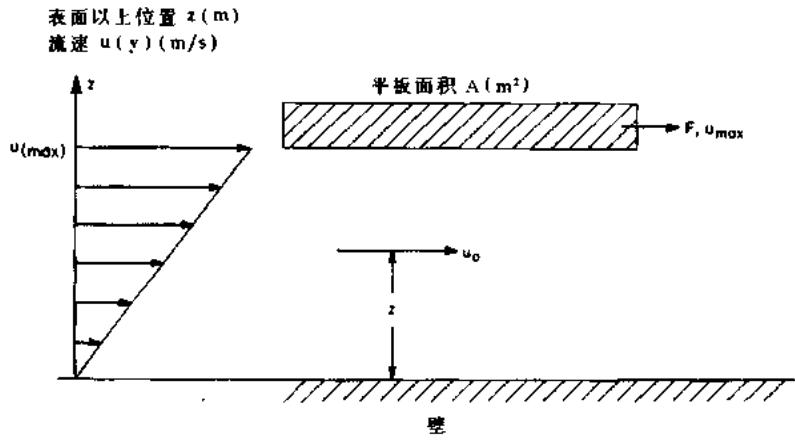


图 2.9 由平板和壁之间速度梯度引起的粘滞性而产生的恒定力 F ,使
面积为 A 的平板以常速 u_{\max} 向右运动

2.5.3 能量输运

能量输运由热传导描述。它是由温度梯度产生的，通过碰撞从一处至另一处的净能量输运，用每平方米瓦数表达的热流为

$$H = -\kappa \frac{dT}{dz} \quad (\text{W/m}^2) \quad (2.39)$$

这里 κ 是热导率，热流与温度梯度成比例。因为热是从高温流向低温，故式(2.39)中有一负号。媒质的热传导性由式(2.39)中的热导率 κ 描述。从分子运动论(Sears and Salinger 1975)可知，气体的热导率为

$$\kappa = \frac{C_v \bar{v}}{3N_A \sigma} \quad (\text{J/(m} \cdot \text{K})) \quad (2.40)$$

其中 C_v 是气体的比热容，单位为 $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ ； \bar{v} 是平均热速度， N_A 为阿伏伽德罗(Avogadro)常量； σ 为刚性球双体碰撞截面。分子运动论证明气体的热导率和粘滞系数间有以下关系：

$$\frac{\kappa M}{\eta C_v} = 1.0 \quad (2.41)$$

这里 M 是气体的分子量，单位为 kg/kmol 。对于实际气体，式(2.41)的比值大约是 2.0 ± 0.5 。

2.5.4 电荷输运

电导由电位梯度，即电场产生的净电荷输运形成，这将在第四章中讨论。

参 考 文 献

- Book, D. L. 1987 *NRL Plasma Formulary*-1987 NRL Publication 0084-4040 (Washington, DC: Naval Research Laboratory).
- Roth, J. R. 1986 *Introduction to Fusion Energy* (Charlottesville, VA: Ibis Publishing) ISBN 0-935005-07-2 ch 2.
- Sears, F. W. and Salinger, G. L. 1975 *Thermodynamics, Kinetic Theory, and Statistical Thermodynamics* 3rd edn (Reading, MA: Addison-Wesley) ISBN 0-201-06894-x.

3 电荷在电场和磁场中的运动

等离子体与普通中性气体之间的一个重要区别是等离子体对外加电场和磁场有强烈的响应,而中性气体却没有。在许多工业应用中,等离子体的这一特性很重要。为了更好地理解这一特性,本章首先回顾单个带电粒子和单极性空间电荷与电场、磁场的互作用,并将结果用到几个重要的实际应用中。

3.1 带电粒子在电场中的运动

均匀静电场可由两块相距 L 的平行导电板产生,如图 3.1 所示。假设左边平板接地,右边平板维持正电位 V_A ,则放置在两板间的试验正电荷将向左,即从高电位向低(或更负的)电位运动;而电子移向右边,朝着更正的电位运动。

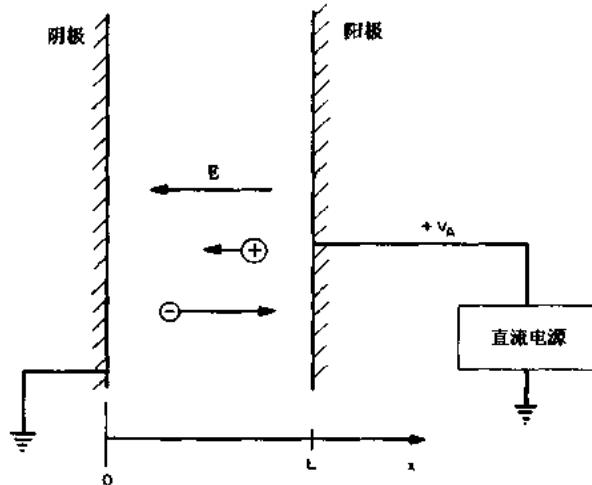


图 3.1 正电荷和负电荷在两平行平板间均匀电场中的运动

根据定义,平行平板间电场 E 的方向由电场中试验正电荷的移动方向决定。在国际单位制中,平板间带电粒子受到的力为

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} \quad (\text{N}) \quad (3.1)$$

这里,电荷 q 带有正负号,电场由(静)电位 V 定义为

$$\mathbf{E} = -\nabla V \quad (\text{V/m}) \quad (3.2)$$

通常该力是位置的函数,并且是保守力。

可用机械能守恒定律写出牛顿第二定理的矢量形式,

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{E} \quad (\text{N}) \quad (3.3)$$

平板间粒子运动一小位移 $d\mathbf{x}$ 所作的功为

$$dW = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{x} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot d\mathbf{x} = m\mathbf{v} \cdot d\mathbf{v} \quad (J) \quad (3.4)$$

如果粒子从初始位置 x_1 移到位置 x_2 , 利用式(3.2)电场的定义, 可得

$$\int_1^2 \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = -q \int_1^2 \frac{dV}{dx} dx = q(V_1 - V_2) \quad (3.5)$$

利用牛顿定理式(3.4), 写出

$$\int_1^2 \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = m \int_1^2 \frac{d\mathbf{v}}{dt} dx = m \int_1^2 v dv = \frac{1}{2}mv_2^2 - \frac{1}{2}mv_1^2 \quad (3.6)$$

这里, v_1 和 v_2 分别为粒子在位置 x_1 和 x_2 处的速度.

由式(3.5)和(3.6), 得到

$$qV_1 + \frac{1}{2}mv_1^2 = qV_2 + \frac{1}{2}mv_2^2 \equiv W = \text{常量} \quad (3.7)$$

常量 W 为运动的总能量, 是一守恒量, 类似于物体在均匀重力场中的运动. 在重力场中, 当粒子从高处落下时, 势能和动能之和保持不变. 带电粒子 q 在电位为 V 的静电场中运动的总能量为

$$W = \frac{1}{2}mv^2 + qV \quad (J) \quad (3.8)$$

对电子, 电荷 q 为负, 对质子和电离的原子, q 为正.

图 3.1 中, 从左边板(阴极)以零初速发射的电子具有势能 qV_A . 当电子在平板间加速时, 通过消耗势能获取动能, 最后击中右边的正平板(阳极), 此时全部能量为动能.

3.1.1 能量单位——电子伏特(eV)

在等离子体科学领域涉及单个粒子的许多定量计算中, 惯用的国际单位制的能量单位焦耳太大而使用不方便. 因此有必要引入广泛应用的非国际制能量单位电子伏特(eV). 1 电子伏特是指一个电子(电荷量 $e=1.602 \times 10^{-19}\text{C}$)或单电荷离子, 通过 1 伏电位差加速所获得的动能, 用缩写 eV 表示电子伏特, $1\text{eV}=1.602 \times 10^{-19}\text{J}$; 用焦耳作单位的能量 \mathcal{E} 与用电子伏特作单位的能量 \mathcal{E}' 之间的关系是

$$\mathcal{E}(J) = e\mathcal{E}'(\text{eV}) \quad (3.9)$$

在图 3.1 的例子中, 电子以零初速离开左边的阴极, 到达阳极 $x=L$ 处, 将获得 V_A 电子伏特的动能. 对于与电子具有相同电荷量的基本粒子, 以电子伏特为单位的动能 \mathcal{E}' , 数值上等于加速静止粒子所需的电压. 如果带电粒子具有整数倍的电子电荷量, 即 $q=Ze$, 则在加速通过电位差 V_A 后, 以电子伏特作单位的动能刚好就是 ZV_A , 这就像粒子上的单元电荷分别加速通过这一电位差. 焦耳作单位的能量 \mathcal{E} 、电荷态 Z 、加速电位 V_A 和电子伏特作单位的能量 \mathcal{E}' 之间的关系为

$$\mathcal{E}(J) = ZeV_A = e\mathcal{E}'(\text{eV}) \quad (J) \quad (3.10)$$

例如, 双电荷的氦离子 He 在图 3.1 中由阳极从零初速加速, 在轰击到左边的阴极时, 将得到 $2V_A$ 电子伏特的动能.

3.1.2 范德格拉夫起电机

我们将范德格拉夫(Van de Graaff)发电机看作是上述概念的一个应用。这一简单、相当廉价且应用广泛的装置用来产生上兆伏的静电位，是由 Robert J. Van de Graaff 于 1929 年发明的，并于 1935 年获得专利(Van de Graaff 1935)。在高能物理研究和其它粒子加速器应用中，用它来产生 0.5 至 25 兆伏的高电位。这装置可产生稳定性约为 10^{-4} 的高电位，故可用于精确测定原子核的能级。

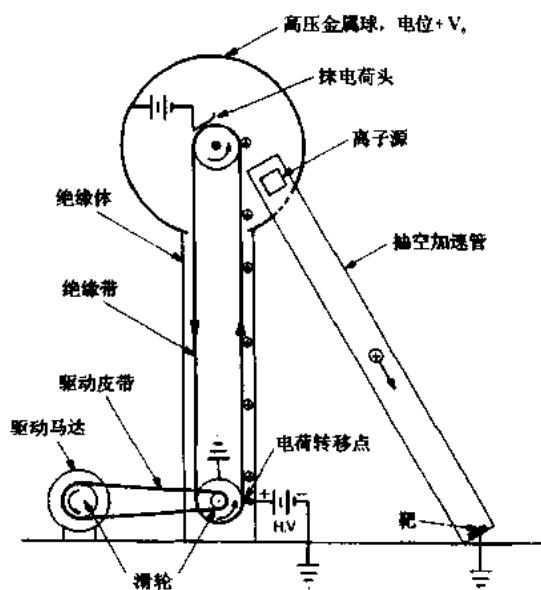


图 3.2 范德格拉夫静电发电机和粒子加速柱管的工作原理示意图

范德格拉夫发电机的工作原理示于图 3.2。高电位端一般为绝缘柱支撑的空心球壳。柱体内是在两个滑轮上运转的绝缘皮带，其中的一个滑轮在底部接地，另一个滑轮处于高电位端的壳心。滑轮上的皮带由马达驱动，对皮带上的静电荷作机械功，使它们从零电位上升到高电位。在电荷传送滑轮系统的底部，静电荷被输送到或感生在绝缘皮带的表面。当这些电荷到达高电位端内部，即零电场区域时，就由一通过小型电池与球壳相联的接触器使电荷从皮带上移走。这一过程导致电荷 Q 堆积在高电位端。

如果高电位端的球半径为 a ，则由于电荷的累积，在球上形成的电位为

$$V_s = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 a} \quad (\text{V}) \quad (3.11)$$

在球体表面产生的电场为

$$E_s = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 a^2} \leq E_b \quad (\text{V/m}) \quad (3.12)$$

当此电场达到周围气体的击穿电场 E_b 时，就将形成电晕放电或电子雪崩产生电子流，致使装置不能稳定工作。空气的击穿电场为每米 1 至 3 兆伏，与湿度有关。为研究目的而设计的范德格拉夫发电机，通常在含有高绝缘气体如六氟化硫的密封室内工作。所需的球半

径与表面击穿电场和电位的关系为

$$a = \frac{V}{E_b} \quad (\text{m}) \quad (3.13)$$

当将范德格拉夫发电机用作粒子加速器时,可将真空加速管与高电压端相联。设计用来产生各种离子的离子源在高电位端内部工作;高电位端和接地目标之间的电场加速这些带电粒子,得到加速而到达目标的电荷服从式(3.8)描述的能量守恒。击中目标,用电子伏特表示的能量,仅仅取决于离子的电荷态(不论是单电荷还是多电荷)和加速柱管上的电位。因此,当电荷在真空管中被电场加速时,柱管顶部电荷的势能就转换成动能。离子源和高电位端内部的其它装置所需的功率由上端滑轮轴驱动的发电机供给。为了稳定地工作,所需的球体半径大约为式(3.13)给定值的两倍。

3.2 带电粒子在磁场中的运动

磁场是流经导体的电流在其周围产生的一种力场。磁场强度用符号 **H** 表示。在国际单位制中的单位为每米安培,在较早的文献中被称为磁场强度、磁通量密度,或称为磁感应强度,用符号 **B** 表示。磁感应强度的单位为特斯拉(T),表示通过与磁感应强度矢量 **B** 垂直的单位面积上的磁通量。磁感应强度 **B** 和磁场强度 **H** 之间的关系为

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (\text{T}) \quad (3.14)$$

其中 μ 为磁导率。

这些定义尽管正确且被广泛接受,但有时却与等离子体科学领域中的习惯用法不一致。特别是磁感应强度 **B** 常被作为“磁场”或“磁场强度”。等离子体具有与自由空间相等的磁导率 μ_0 ,因此, **B** 和 **H** 之间只相差一固定常量。

磁力线可由大量可自由运动的小罗盘针绘出。麦克斯韦方程并没有预示或要求存在磁力线,它只是习惯地被用来形象地描述磁场中所出现的一些现象,但没有包括相对论速度所引起的效应。习惯的磁场方向为磁感应强度 **B** 的指向,即罗盘针所指的方向。磁感应强度矢量从北磁极指向南磁极,如图 3.3 中所示。

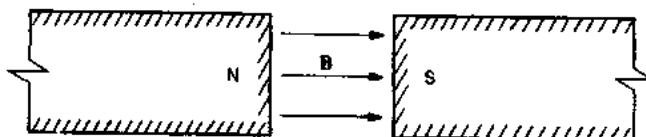


图 3.3 北南磁极间的磁感应强度 **B** 的方向

3.2.1 磁化粒子动力学

考虑一质量为 m 、电荷为 q 的粒子在磁场 **B** 中运动,运动方程为

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{N}) \quad (3.15)$$

此力既垂直于 **B** 也垂直于粒子的速度 **v**。既然力与速度垂直,故此偏转力不能改变粒子的动能,只能改变其运动的方向。静磁场不能对带电粒子或等离子体作功具有重要的含义,因为等离子体的熵总是因膨胀而增加的,故等离子体的磁约束为热力学非平衡态;因此只有靠电场或时变磁场对等离子体作功,才能阻止这种穿过磁场的膨胀。

若一带电粒子以速度 v 垂直于磁感应强度 \mathbf{B} 进入均匀磁场, 如图 3.4 所示。由于磁场不对粒子做功, 故粒子的速度保持不变, 且式(3.15)给出的向心磁力和离心力间将达到平衡,

$$F = qvB = \frac{mv^2}{R} \quad (\text{N}) \quad (3.16)$$

回旋半径 R 为

$$R = \frac{mv}{qB} \quad (\text{m}) \quad (3.17)$$

既然速度 v 是常量, 故在均匀磁场中 R 保持不变, 因此运动轨道是一个圆。此圆周运动的角速度或回旋频率为

$$\omega = \frac{v}{R} = \frac{qB}{m} \quad (\text{rad/s}) \quad (3.18)$$

在经典的、非相对论的范围内, ω 与粒子的能量和速度 v 无关。在式(3.18)以及本书的其它地方, 符号 ω 用来表示角频率, 单位为每秒弧度数; ν 表示以赫兹为单位的频率:

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} \quad (\text{Hz}) \quad (3.19)$$

3.2.2 磁场中的粒子轨道

图 3.5 画出了恒定磁场和磁场梯度对正负带电粒子的影响。图中的磁场方向为纸平面向外, 符号 \odot 表示矢量方向为垂直纸平面向外, 符号 \oplus 表示矢量方向为垂直纸平面向里。在图 3.5 中, 正电粒子为顺时针方向旋转, 负电粒子为逆时针方向旋转。

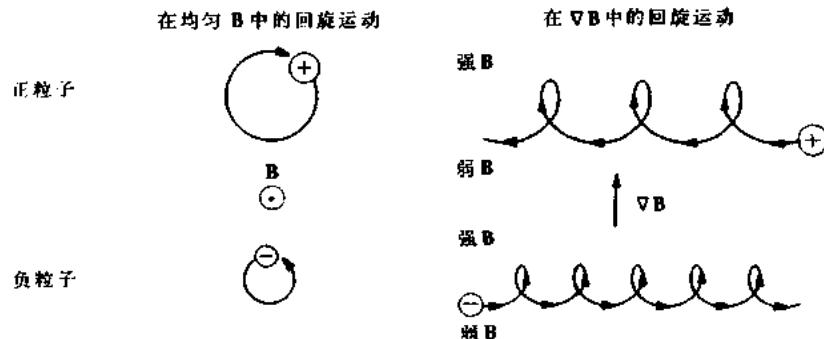


图 3.5 符号惯例为在磁感应强度方向为垂直纸平面向外时, 正、负电荷运动的旋转方向, 右边为正负电荷在磁场梯度中的运动

当存在磁场梯度时, 如图 3.5 的右边所示, 顶部磁场强于底部磁场, 这样, 粒子在强场区的回旋半径小于弱场区的回旋半径, 于是向右或向左漂移。当等离子体受到磁场梯度作用时, 正负带电粒子朝相反方向漂移, 导致等离子体极化。

3.2.3 同位素的电磁分离

利用上述原理设计的一种装置是同位素电磁分离器, 或称卡留管(Calutron)。在第二

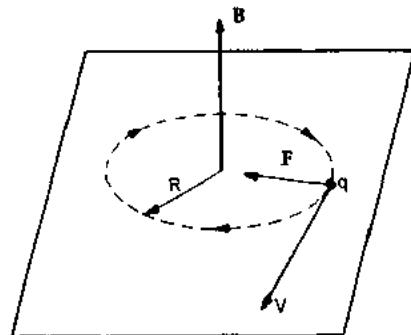


图 3.4 速度为 v 的正电荷在垂直于磁感应强度 \mathbf{B} 的平面内的回旋运动

次世界大战的曼哈顿工程期间^{*},曾用该装置来分离铀同位素 U^{235} 和 U^{238} ,但分离效率较低;现在仍然用它来分离科研用同位素。卡留管的简单结构示于图 3.6,待分离的同位素中的单电荷正离子由带偏压 V_A 的离子源产生,为简单计,假设基本成分为两类同位素,质量为 m_1 和 m_2 ,两同位素的离子在左边所示的无磁场区被加速至电位 V_A ,然后穿过窄缝进入存在磁场 B_0 的真空区,磁场方向由纸平面向外。

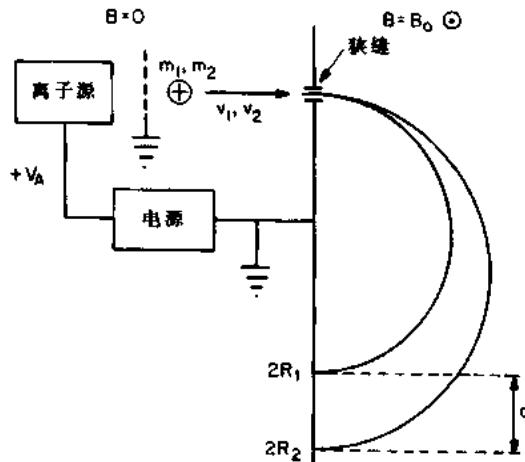


图 3.6 卡留管,即同位素电磁分离器示意图。离子被加速至能量 V_A 电子伏特,并进入磁感应强度为 B_0 的真空室沿半圆轨道运行

在窄缝入口处,两同位素具有相同的动能,

$$eV_A = \frac{1}{2}m_1v_1^2 = \frac{1}{2}m_2v_2^2 \quad (3.20)$$

由于具有不同的质量和速度,两同位素的曲率半径不同,其曲率半径分别为

$$R_1 = \frac{m_1v_1}{eB_0} \quad R_2 = \frac{m_2v_2}{eB_0} \quad (3.21)$$

两同位素将在位置 $2R_1$ 和 $2R_2$ 处积累,两处相距 d ,为

$$d = 2(R_2 - R_1) = \frac{2}{eB_0}(m_2v_2 - m_1v_1) \quad (3.22)$$

两同位素通过窄缝入口时的速度为

$$v_1 = \sqrt{2eV_A/m_1} \quad v_2 = \sqrt{2eV_A/m_2} \quad (3.23)$$

将式(3.23)代入式(3.22)中,得到

$$d = \frac{2}{B_0} \sqrt{\frac{2m_1V_A}{e}} \left[\sqrt{\frac{m_2}{m_1}} - 1 \right] \quad (3.24)$$

对于铀和其它重元素的同位素,质量 m_2 和 m_1 仅相差一小量 Δm ,即

$$m_2 = m_1 + \Delta m \quad (3.25)$$

其中

* 曼哈顿工程是第二次世界大战美国秘密研制原子弹计划的代号。——译者注

$$\epsilon = \frac{\Delta m}{m_1} \ll 1 \quad (3.26)$$

因此,式(3.24)括号中的量可按小参数 ϵ 展开为

$$\sqrt{\frac{m_2}{m_1}} = \sqrt{1 + \epsilon} \approx 1 + \frac{1}{2}\epsilon + \dots \quad (3.27)$$

这样就得两同位素被分离的理论距离为

$$d \approx \frac{\epsilon}{B_0} \sqrt{\frac{2m_1 V_A}{e}} = \frac{\Delta m}{B_0} \sqrt{\frac{2V_A}{em_1}} \quad (3.28)$$

3.3 带电粒子在恒定电、磁场中的运动

考虑一带电粒子在恒定均匀电、磁场共存的区域中运动。洛伦兹(Hendrick Lorentz 1853~1928)方程描述了作用在该粒子上的力为

$$\mathbf{F} = q[\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})] \quad (3.29)$$

3.3.1 交叉场粒子动力学

考察等离子体中的一种重要情形,即电场起主要作用但电场和磁场方向垂直,也即如图 3.7 的“磁控管”或“交叉场”。磁感应强度方向沿 z 轴,电场方向与之垂直沿 y 轴。此情形下式(3.29)的分量为

$$m \frac{dv_x}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_x = qv_y B \quad (3.30a)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = q[\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})]_y = qE - qv_x B \quad (3.30b)$$

和

$$m \frac{dv_z}{dt} = 0 \quad (3.30c)$$

式(3.30c)表明 v_z 为常量,因此观察粒子动
力学限于 $x-y$ 平面。采用式(3.18)中的角频率,式
(3.30a)成为

$$\frac{dv_x}{dt} = \omega v_y = \omega \frac{dy}{dt} \quad (3.31)$$

此式可直接积分。如果正电荷在图 3.7 中的坐标原点,从静止开始运动,则此积分给出

$$v_x = \omega y \quad (3.32)$$

将速度的 x 分量值代入式(3.30b),得

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \omega^2 y = \frac{Eq}{m} \quad (3.33)$$

这是恒定外加力作用下的简谐振动方程,其通解为

$$y = \frac{Eq}{m\omega^2} + C_1 \cos \omega t + C_2 \sin \omega t \quad (3.34)$$

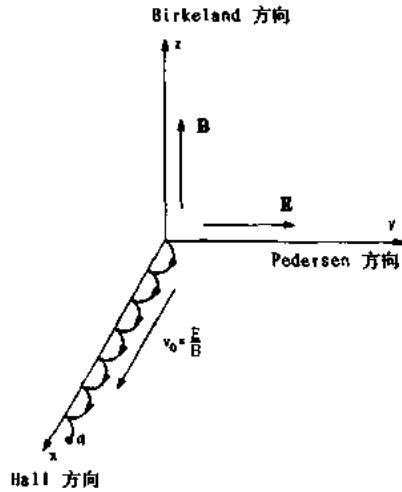


图 3.7 正电荷在交叉电、磁场中的运动,产生平均漂移速度 E/B

其中, C_1 和 C_2 为任意的积分常量. 微分此方程得到速度的 y 分量为

$$v_y = -\omega C_1 \sin \omega t + \omega C_2 \cos \omega t \quad (3.35)$$

如果初始条件是正电荷在 $t=0$ 时刻位于坐标原点, 初始的 x 和 y 速度分量为零, 则有 $C_2 = 0$ 和 $C_1 = -Eq/m\omega^2$. 于是式(3.34)成为

$$y = \frac{Eq}{m\omega^2} (1 - \cos \omega t) \quad (3.36)$$

代入式(3.32), 积分得到 x 方向的运动为

$$x = \frac{Eq}{m\omega^2} (\omega t - \sin \omega t) \quad (3.37)$$

式(3.36)和(3.37)为摆线的参数方程, 其正电粒子的运动轨道示于图 3.7 中. 分别微分式(3.36)和(3.37), 得到 x 和 y 的速度为

$$v_y = \frac{E}{B} \sin \omega t \quad (3.38)$$

$$v_x = \frac{E}{B} (1 - \cos \omega t) \quad (3.39)$$

3.3.2 交叉场漂移速度

从式(3.38)和(3.39), 明显可见 v_y 的平均值为零, 而 v_x 的平均值不为零. x 方向的平均速度即为交叉场漂移速度,

$$v_d = v_x = \frac{E}{B} \quad (\text{m/s}) \quad (3.40)$$

这是约束在具有正交电、磁场的“磁控管”结构中的等离子体的一个重要参量, 它预示离子和电子都将以相同的速度沿 $E \times B$ 的方向移动, 且该速度与电荷的符号、质量和动能均无关.

如果电场和磁场平行, 在与磁场垂直的方向上, 粒子所具有的任何初始速度都不会改变. 粒子将沿磁场方向加速, 其运动轨迹看上去就像画在圆柱体表面上螺距不断增加的螺旋线, 圆柱体的半径等于粒子在磁场中的回旋半径.

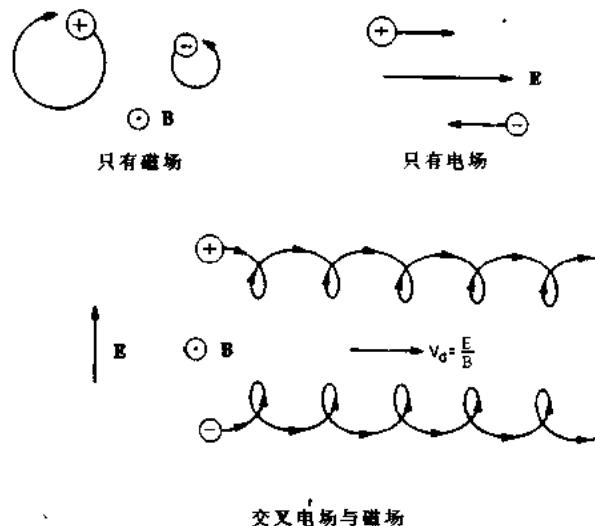


图 3.8 正、负电荷分别在电场、磁场和交叉电、磁场中的运动.
磁感应强度方向由图平面向外, 电场方向垂直向上

如果考虑一种比图 3.7 更普遍的情况, 即电场既有与磁场平行又有与之垂直的分量。此时式(3.30c)等于 qE_r , 电场的 y 分量出现在式(3.30b)中, 因此沿 z 方向的运动是一种恒加速运动, 而且, 粒子在空间中的运动在 $x-y$ 平面上为摆线运动, 同时沿 z 轴有均匀的加速运动。

图 3.8 给出在交叉电、磁场中的带电粒子运动轨道的符号惯例和定性特征。该图展示了正、负粒子在磁场中的回旋运动, 其中磁场的方向由平面向外, 电场方向垂直向上。图的上半部分给出了正、负粒子在无电场时的回旋运动, 图的下半部分给出了由交叉电、磁场引起的具有漂移速度的运动。

3.3.3 磁电加热

交叉电、磁场用于磁约束等离子体有其优点。通常, 磁场提供总约束, 与此同时, 由于电场能对等离子体作功, 故用它来加热等离子体并改善约束。一个磁电约束柱型等离子体的例子如图 3.9 所示。柱型等离子体柱与一加偏压的圆环电极接触, 以维持等离子体柱对其周围的负电位。

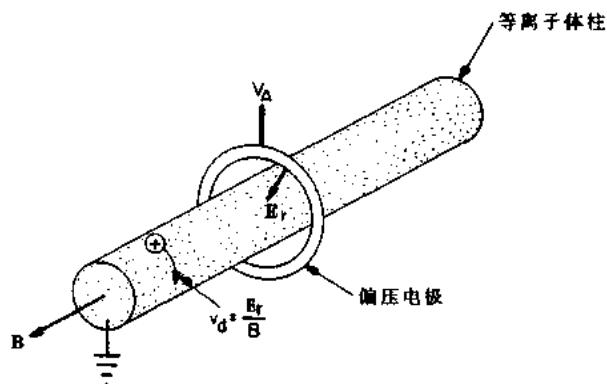


图 3.9 为了在等离子体中的带电粒子上引起大的角向漂移速度, 将交叉电、磁场加到圆柱等离子体柱的一种方法

加在等离子体上的负偏压使等离子体成为一柱型离子势阱。等离子体离子作 E/B 漂移, 此漂移速度为

$$v_d = E_{\perp} / B \quad (3.41)$$

此速度与带电粒子的能量、质量和符号均无关, 可使等离子体中的各类粒子都得到能量

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} m v_d^2 = \frac{1}{2} m \frac{E_{\perp}^2}{B^2} \quad (\text{J}) \quad (3.42)$$

因此, 由径向电场产生的粒子能量比例于它们的质量。

用图 3.9 所示方法加偏压的等离子体通常是湍性的, 伴随着静电涨落。这些涨落造成径向输运和由式(3.41)描述的 E/B 漂移所产生的单一能量的热化。在此情况下, 输运有利于离子的约束; 当受到电场中与等离子体湍流有关的随机涨落作用时, 指向朝里的径向电场产生的柱型静电势阱, 可捕获离子(Roth 1983)。

3.3.4 电磁流量计

交叉电、磁场的一个简单应用是电磁流量计,用以测量穿过均匀磁场区域的传导流的速度。此仪器曾用来测量液态金属的速度和火箭引擎的排气速度(Roth 1957)。图 3.10 是后者的原理图。火箭引擎喷出的气流通过相距为 d 、联接到高阻抗电压表的两平板,它不吸纳喷出气流中的电荷。均匀磁场 B 既与喷出气流垂直,也与两电极板的(垂直)轴垂直。

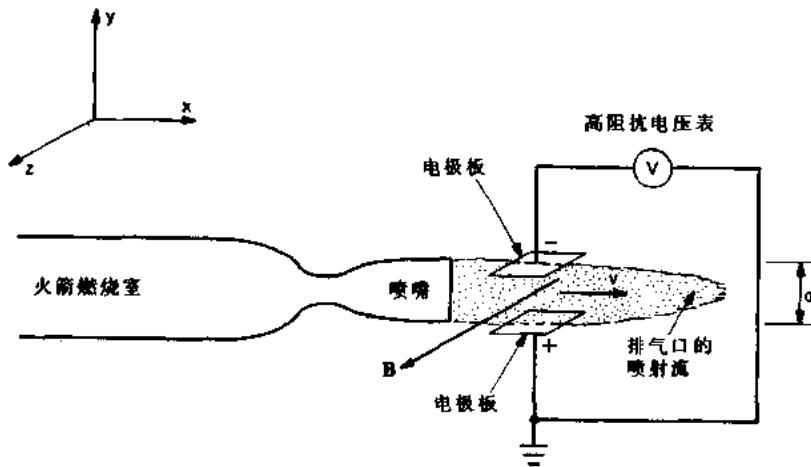


图 3.10 用于测量火箭引擎排气速度的电磁流量计的原理图

平板间区域内,力的 y 分量由式(3.30b)给出,或者为

$$F_y = m\ddot{y} = q[E_y + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})_y] = q(E_y - v_x B) \quad (3.43)$$

当火箭引擎启动时,两平板间建立起电场,直至喷出气流能不偏转地穿过平板间。当 $F_y = 0$ 时,此条件将得到满足,即从式(3.43)有

$$v_x = \frac{E_y}{B} \quad (\text{m/s}) \quad (3.44)$$

若平板间隔 d 与平板尺度相比很小,则平板间的电场等于

$$E_y = \frac{V_p}{d} \quad (\text{V/m}) \quad (3.45)$$

将式(3.45)代入式(3.44),可得到 x 方向上的排气速度为

$$v_x = \frac{V_p}{dB} \quad (\text{m/s}) \quad (3.46)$$

可见,电磁流量计是一线性仪器,产生的电压正比于要测量的速度;此电压仅取决于两个附加的固定量:板间距和所施加的磁场 B 。上述仪器中所产生的电压也即是霍尔(Hall)效应。

3.3.5 班布里奇质谱仪

带电粒子在交叉电、磁场中运动的另一个应用是班布里奇(Bainbridge)质谱仪,用它可测定原子的质量和元素的各种同位素的相对速度,也可以用于质量光谱测定和作为离子质量过滤器。此装置由班布里奇于第一次世界大战前夕开发,如图 3.11 所示。离子源将高能离子供给示于图左下边的速度选择器。在速度选择器中,横向电场作用在距离为 L 、

磁感应强度为 B_1 的区域，磁场方向垂直图平面向外。此场结构只允许离子以漂移速度 v_0 穿过出口窄缝，进入只有第二个磁场 B_0 起作用的区域，漂移速度 v_0 为

$$v_0 = \frac{E}{B_0} \quad (\text{m/s}) \quad (3.47)$$

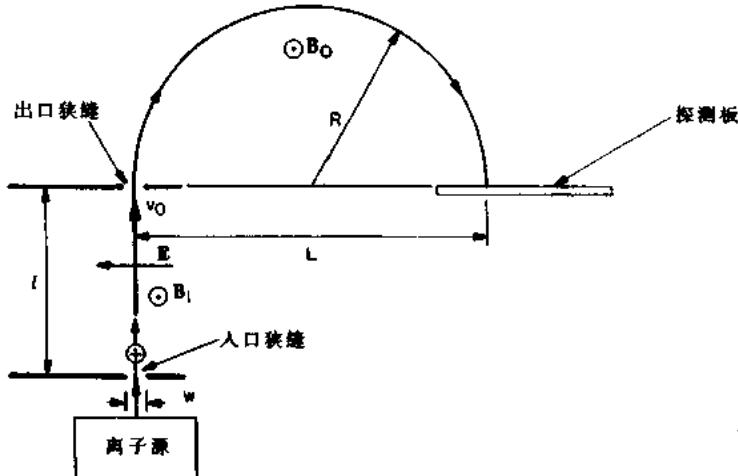


图 3.11 班布里奇质量谱仪示意图。高能离子源在左下方

若速度选择器中不存在电、磁场，则只要离子的速度方向已正确地准直，任何速度的离子都能穿过进出口窄缝；当存在电、磁场时，应只有那些具有式(3.4)给定的速度并垂直于窄缝的平面离子才能在窄缝间的区域内不发生偏离且穿过窄缝。当这些离子进入图上面部分的磁分析器区域时，离子的轨道将产生半圆偏转，其半径 R 为

$$mv_0 = qB_0R = \frac{1}{2}qB_0L \quad (3.48)$$

其中 L 是从速度选择器上端出口窄缝到同一平面上探测器平板的距离。因此，离子的荷质比和距出口窄缝的距离 L 之间的关系为

$$\frac{q}{m} = \frac{2v_0}{B_0L} = \frac{2E}{B_1B_0L} \quad (3.49)$$

既然离子有可能为多电荷，即 $q=Ze, Z$ 为整数，则离子的质量可由以下关系确定：

$$m = \frac{ZeB_0B_1}{2E}L \quad (3.50)$$

可见，班布里奇质谱仪是一测量粒子质量的线性仪器，粒子质量正比于离开出口窄缝的距离。在实用的仪器中，磁感应强度 B_0 和 B_1 通常相等，在距出口窄缝的固定距离 L 处放置灵敏探测器，这样，离子的质量分布可通过改变速度选择器中的电场来测定。

3.4 带电粒子在缓变电场或磁场中的运动

“缓”变电、磁场是指在此场中带电粒子惯性足够小，以至粒子能自由地感受到场所施加的力。这里考察在工业中两个重要的实例：等离子体在慢时变电场中的射频谐振加热；带电粒子在空间缓变磁化等离子体中被慢化和反射的磁镜方法。

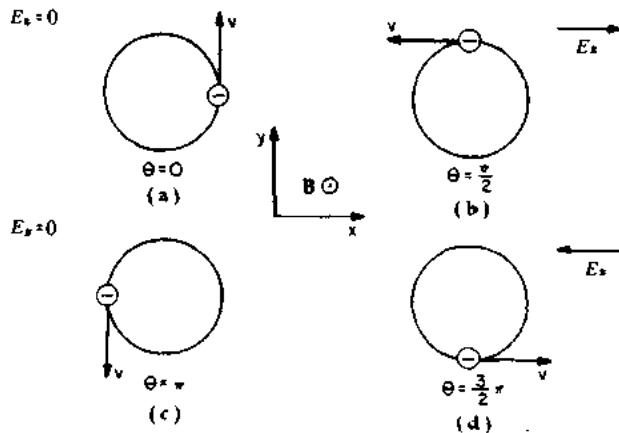


图 3.12 在电子射频加热功率同相的条件下,粒子速度和共振射频电场之间的关系

3.4.1 射频谐振加热

考虑磁化等离子体中的电子在恒定磁场中作回旋运动,磁场方向为图 3.12 的图平面向外。假设外加的电磁场具有 x 方向的分量,且与电子的回旋频率共振,

$$E_x = E_0 \sin \omega t \quad (3.51)$$

电子在图中沿逆时针方向旋转,回旋频率 ω 和电子围绕其轨道的相角 θ 之间的关系刚好是 $\theta = \omega t$ 。电子的回旋半径等于 r_g ,可认为由式(3.51)给出的电场与上述的电子运动发生共振,因为电场的振荡频率 ω 等于电子回旋频率,即 $\omega = \omega_c$,而且相角也正好使电子的能量增加。

图 3.12(a)为相角 $\theta=0$ 的情况。在该点上,电场矢量为零,电子处于其速度矢量指向正 y 方向的位置。在相角 $\theta=\pi/2$ 时,如图 3.12(b),电场指向正 x 方向,与电子的速度方向相反。既然电子在其速度方向上得到加速,故电子在这段轨道内得到能量。当相角 $\theta=\pi$ 时,如图 3.12(c),电子的速度矢量垂直向下且电场为零。最后,当相角 $\theta=3\pi/2$ 时,如图 3.12(d),电子的速度矢量指向正 x 方向,电场又处于其最大值,且指向负 x 方向。电场的 x 分量与电子速度的 x 分量一直同相位且指向相反,因此在整个轨道内,电场都将能量交给电子。

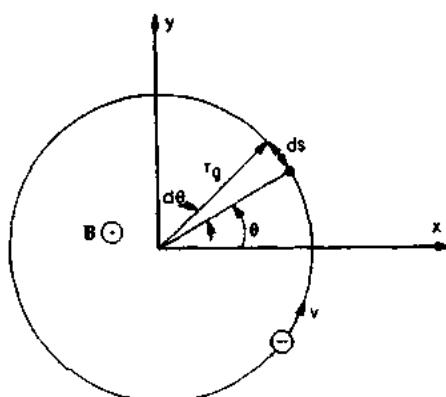


图 3.13 回旋半径 r_g 、相角 θ 和沿电子回旋轨道的圆周移动的距离 ds 之间的关系

图 3.12 所描绘的是电子与入射电磁波共振的情形。如果电子在轨道上的位置比图 3.12 所示位置超前 180° ,则电子将完全脱离共振,电场将减速粒子并吸收其能量。由此可见,只有那些处于共振的粒子才能得到有效的加热。

用一种简单的理论可定量地说明射频谐振加热的过程。此理论最初由 Glasstone 和 Lovberg (1960) 提出。对图 3.12 中的电子所做的功,由电场强度为 E (V/m) 的电磁波施加在带电粒子上的瞬时力和电子在图 3.13 的轨道上移动的微分距离的点乘给出,这一微分能量增量为

$$d\mathcal{E} = -q\mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -qE_0 \sin\theta ds = -qE_0 \sin^2\theta ds \quad (3.52)$$

既然电场仅给电子速度的 x 分量增加能量, 因此在式(3.52)中用式(3.51)代替了 x 方向的极化电场, 且用 $\sin\theta$ 替代了点积. 沿轨道的微分距离 ds 为

$$ds = r_\epsilon d\theta \quad (3.53)$$

回旋半径 r_ϵ 是

$$r_\epsilon = \frac{mv_\perp}{qB} = \frac{(2m\mathcal{E}_\perp)^{1/2}}{qB} \quad (3.54)$$

其中 \mathcal{E}_\perp 是电子能量的垂直分量, 单位为焦耳.

如果将式(3.53)代入式(3.52), 可得到电子运动垂直分量上所增加的微分能量表达式

$$d\mathcal{E}_\perp = -qE_0 r_\epsilon \sin^2\theta d\theta \quad (3.55)$$

电子绕回旋中心旋转一圈, 其增加的能量为

$$\Delta\mathcal{E}_\perp = q \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = 2qE_0 r_\epsilon \int_0^{2\pi} \sin^2\theta d\theta = \pi r_\epsilon q E_0 \quad (3.56)$$

将式(3.54)的回旋半径代入式(3.56), 得到电子每旋转一圈所增加的能量为

$$\Delta\mathcal{E}_\perp = \frac{\pi E_0 (2m\mathcal{E}_\perp)^{1/2}}{B} \quad (3.57)$$

对式(3.54)的回旋半径求导, 并将其转换成对应于能量增量 $\Delta\mathcal{E}_\perp$ 的回旋半径 Δr_ϵ 的差分, 得

$$\frac{dr_\epsilon}{d\mathcal{E}_\perp} \approx \frac{\Delta r_\epsilon}{\Delta\mathcal{E}_\perp} = \frac{1}{2qB} \left(\frac{2m}{\mathcal{E}_\perp} \right)^{1/2} \quad (3.58)$$

如果将式(3.57)代入式(3.58), 则每旋转一圈所产生的回旋半径差值为

$$\Delta r_\epsilon = \frac{\pi m E_0}{q B^2} \quad (3.59)$$

因此, 每旋转一圈的回旋半径增量是常量, 与电子的能量无关, 且对所有的回旋半径均相同.

如果电子有初始回旋半径 $r_{\epsilon 0}$, 初始能量 $\mathcal{E}_{\perp 0}$ 和最终能量 \mathcal{E}_\perp 及相应的回旋半径 r_ϵ , 则达到最终能量所需的旋转圈数或轨道数 N 刚好就是回旋半径之差除以方程(3.59)所给出的每旋转一圈回旋半径的不变增量, 即

$$N = \frac{r_\epsilon - r_{\epsilon 0}}{\Delta r_\epsilon} = \frac{(2m)^{1/2}}{qB\Delta r_\epsilon} (\mathcal{E}_\perp^{1/2} - \mathcal{E}_{\perp 0}^{1/2}) \quad (3.60)$$

将式(3.59)代入式(3.60), 则达到能量 \mathcal{E}_\perp 所需的总旋转圈数为

$$N = \frac{B}{\pi E_0} \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} (\mathcal{E}_\perp^{1/2} - \mathcal{E}_{\perp 0}^{1/2}) \quad (3.61)$$

回旋频率 $\omega_c = qB/m$ 是一与能量无关的常量, 它的倒数乘以 2π 正是旋转一圈的时间. 从能量 $\mathcal{E}_{\perp 0}$ 到能量 \mathcal{E}_\perp 所需的加热时间为

$$\tau_H = \frac{2\pi N}{\omega_c} = \frac{2\pi(r_\epsilon - r_{\epsilon 0})}{\omega_c \Delta r_\epsilon} \quad (\text{s}) \quad (3.62)$$

其中总旋转圈数 N 取自式(3.60). 若将式(3.59)和(3.61)代入(3.62)可得

$$\tau_H = \frac{2(2m)^{1/2}}{qE_0} (\mathcal{E}_\perp^{1/2} - \mathcal{E}_{\perp 0}^{1/2}) < \tau_c, \tau_v \quad (3.63)$$

为了使加热成为可能,此加热时间必须小于等离子体中的粒子约束时间 τ_0 和粒子碰撞时间 τ_c 的极小值。加热时间与约束磁场强度无关。为了缩短达到给定能量所需的加热时间,就必须在技术许可下选用尽可能强的电场。电子在用此方法加热到所需能量 \mathcal{E}_\perp 后,等离子体的碰撞或静电扰动将使电子能量热化而呈麦克斯韦能量分布。

如果带电粒子能在两次碰撞之间作多次回旋($\omega r \gg 1$),可采用回旋谐振频率的射频场加热等离子体。这可在离子回旋谐振加热频率(ICRH)和电子回旋谐振加热频率(ECR, ECRH)处做到,正如图 3.12 和图 3.13 所示。作为加热工业等离子体的一种便利方法,近年来已引入微波炉频率 2.45GHz 的电子回旋谐振加热。

3.4.2 磁镜和磁喷嘴

由于许多工业等离子体都非常热,远离热力学平衡,且需要大量能量产生和维持它,因此常用的有效方法是采用恒定磁场来约束它们,或像等离子体喷嘴和扩散器那样,采用磁场来代替材料壁。当磁矩是一近似的运动常数时,磁场的应用效果很好。如果磁场的空间梯度很小,比值

$$\epsilon = \frac{R}{Z_0} = \frac{mv_\perp}{eBZ_0} \ll 1 \quad (3.64)$$

则磁矩近似为常量。 R 是粒子的回旋半径, Z_0 是磁场梯度的特征长度。当满足条件(3.64)时,粒子在磁场中的运动可认为是绝热的。

磁场中带电粒子的磁矩定义为:沿回旋轨道边界的电流乘以如图 3.4 所绘轨道的封闭面积,

$$M = \pi I r^2 \approx \text{常量} \quad (3.65)$$

轨道的半径是回旋半径,为

$$r_s = R \equiv \frac{mv_\perp}{qB} \quad (3.66)$$

这里, v_\perp 为与磁场垂直的速度,单电荷回旋粒子相关的电流等于其电荷量 e 乘以电子绕回旋轨道回旋的频率

$$I = ev = \frac{e\omega}{2\pi} \quad (\text{A}) \quad (3.67)$$

将式(3.66)和(3.67)代入式(3.65),得到磁矩

$$M = \frac{mv_\perp^2}{2B} = \frac{\mathcal{E}_\perp}{B} \equiv \mu \quad (3.68)$$

这是近似的而不是严格的运动常数。

磁镜结构如图 3.14 所示,由强轴对称的磁阱构成,其最大磁场 B_{\max} 在右边,弱磁场区域 B_{\min} 在左边,等离子体被约束在中间。圆柱坐标系中, z 轴沿磁场的轴向,距离 z_0 为最大磁场 B_{\max} 至磁场最小值 B_{\min} 处的轴向距离。

图 3.15 描绘了 $0 \leq z \leq z_0$ 区域内粒子的速度空间。角 θ 是 z 方向与总速度矢量 v 之间的夹角

$$v_\perp = v \sin \theta \quad (3.69)$$

如果约束等离子体内无电场,则当粒子从均匀等离子体区域的边界 $z=0$,运动到最大磁场点 $z=z_0$ 时,由式(3.68)给出的磁矩将维持不变。

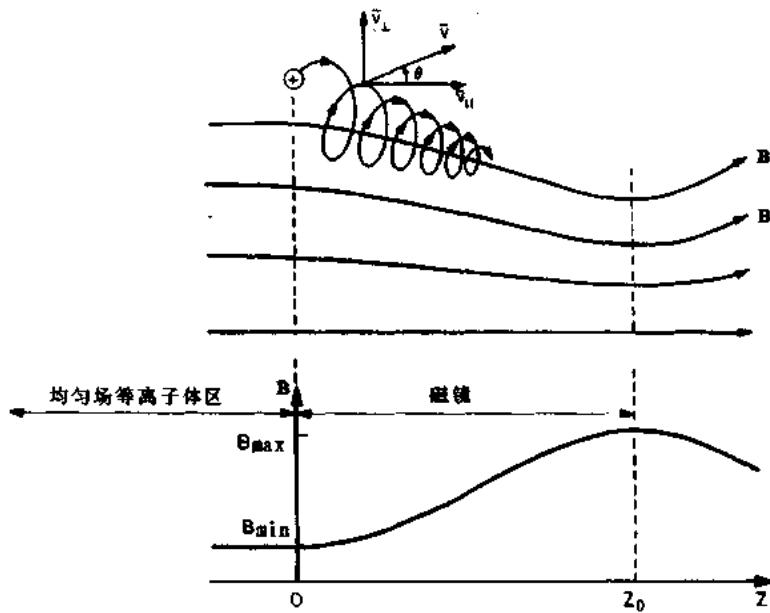


图 3.14 正带电粒子在磁镜的磁场梯度中的运动

$$\mu(z=0) = \mu(z=z_0) \quad (3.70)$$

如果粒子在 $z=z_0$ 还有非零的平行速度, 那么它将在右边丢失. 因此, 刚好到达 $B=B_{\max}$ 点 ($z=z_0$), 且在此点有 $v_{\parallel}=0$ 的粒子是处在临界约束下. 这些粒子在 $z=z_0$ 点将有 $\theta=\pi$ 和 $v=v_{\perp}$.

如果磁矩维持常量, 则在 $z=0$ 和 $z=z_0$ 的值一定相同,

$$\mu = \frac{mv^2 \sin^2 \theta_2}{2B_{\min}} = \frac{mv^2}{2B_{\max}} \quad (3.71)$$

其中 θ_2 是速度空间中 $z=0$ 点的逸出锥角, 如

图 3.15 所示. 在速度空间中的此角内, 其左边的均匀等离子体区域内的粒子将脱离约束, 因为它仍有太大的平行速度. 在此逸出锥以外, 只要碰撞不使粒子离开约束区进入逸出锥内, 粒子就将维持约束. 从式(3.71), 可得临界逸出锥

$$\sin \theta_2 = \left(\frac{B_{\min}}{B_{\max}} \right)^{1/2} \quad (3.72)$$

可以计算初始各向同性分布粒子中释放到左边均匀场区域内被约束的比例. 如果每个粒子可表示成速度空间中的一个点, 则分布函数 $f(v)$ 是球对称的, 于是仅与速度空间的径向坐标 r 有关, 因此捕获的粒子比例 F_T 为

$$F_T = \frac{\int_0^\infty v^2 dv \int_{\theta_0}^{\pi-\theta_2} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} f(v) d\phi}{\int_0^\infty v^2 dv \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} f(v) d\phi} \quad (3.73)$$

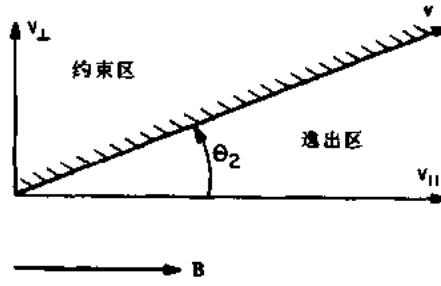


图 3.15 图 3.14 的均匀磁场区域中的速度空间, 在逸出锥内的粒子将失掉而穿过磁镜; 在约束区的粒子将被反射

该式的分子是图 3.15 中的捕获粒子数, 分母是初始各向同性分布中的粒子总数. 计算积分, 并利用式(3.72)的逸出锥角 θ_2 , 得到

$$F_T = \cos\theta_2 = \left(1 - \frac{B_{\min}}{B_{\max}}\right)^{1/2} \quad (3.74)$$

磁镜是开端磁约束装置的例子. 在此装置中, 场线离开约束体与器壁表面相交, 导致碰撞等离子体的粒子损失, 因为在约束体内任一处的 90° 散射碰撞都能使粒子散射进入逸出锥. 这样的粒子仅在穿过等离子体长度的一个渡越时间后就失掉了.

磁喷嘴是一刚好与磁镜相反的装置. 它的运行也取决于磁矩不变性, 并在等离子体的很多工业应用中得到了运用. 粗看此装置似乎破坏了热力学第二定理, 因为它利用对带电粒子分布不作功的静磁场, 将随机的速度分布转化成有效的单向束流. 磁喷嘴的运行就像一个将热能转化成定向运动的气动喷嘴, 但物理过程完全不同, 因为磁喷嘴是以带电粒子之间无碰撞过程为基础的.

典型的磁喷嘴中的磁场如图 3.16 所示. 如果磁感应强度在距离 z_0 内缓变, 如不等式(3.64)所描述的, 那么, 当带电粒子从左边的均匀磁场区运动而进入右边的低场区时, 由式(3.71)给出的磁矩将保持常量. 若磁矩维持常量, 则当粒子朝着弱磁场区运动时, 分母中的磁感应强度 B 降低, 其垂直能量或速度的垂直分量也一定降低. 如果粒子的运动维持绝热, 则位于左边的粒子拥有的所有初始垂直能量基本上都转化成右边的平行速度, 即将各向同性的粒子分布转化成束流. 磁喷嘴将在下节中作进一步的讨论.

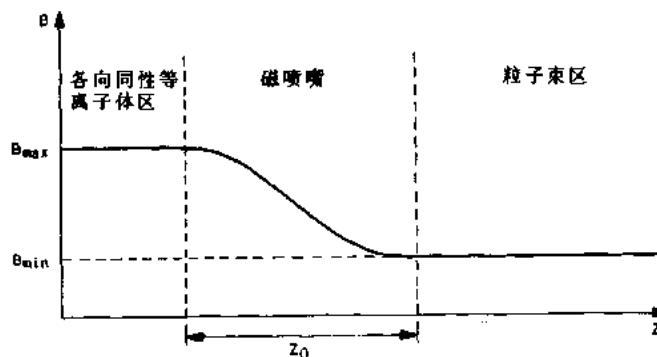


图 3.16 磁喷嘴原理示意图

3.4.3 工业等离子体的磁约束

工业用直流和射频辉光放电都可由于使用磁场而得到改善. 磁约束可提高功率利用率并提高直流或射频辉光放电的密度; 在等离子体或离子源中, 要求尽可能多的电离电流, 磁场还能提高质量利用率; 与壁平行的磁场能减少带电粒子对壁的轰击和相关的溅射, 从而降低杂质浓度. 在一定的参数范围内, 磁场能提高辉光放电工作的稳定性(虽然磁场的应用也可使辉光放电不稳定); 磁场能用来控制等离子体形状和提高表面互作用的均匀性; 最后, 在很多等离子体处理应用中, 磁场还能用来聚焦或提高离子轰击的垂直度.

为了有效地利用磁场, 有必要使等离子体磁化, 即必须遵守下面两条准则:

$$\omega_0\tau = \frac{eB}{mv_i} \gg 1 \quad (3.75)$$

和

$$a > R = \frac{mv}{eB} \quad (3.76)$$

式(3.75)要求带电粒子在它碰撞前就已经多次回旋;式(3.76)要求带电粒子的回旋半径小于等离子体半径 a . 式(3.75)的另一等效要求是粒子的平均自由程相当于或大于等离子体半径.

图 3.17 绘出了电子回旋半径对电子动能和磁感应强度的函数关系. 该图表明, 如果本底中性气体压强足够低而电子可在碰撞间作几次回旋, 则大于 0.004T 的磁感应强度将磁化等离子体. 事实上, 如果磁化了辉光放电中的电子, 则整个等离子体也被磁化. 这是由于离子不可能离去而不能建立足够强的双极电场, 这个电场将使离子不丢失. 因此, 对大多数辉光放电来说, 磁化和约束电子等效于磁约束整个等离子体.

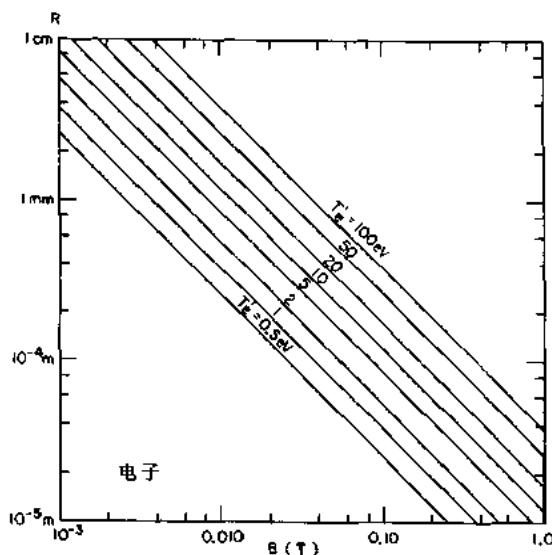


图 3.17 电子的磁化准则. 对于各种电子动能, 电子回旋半径与磁感应强度的函数关系

当人们期望磁化离子群时, 离子也必须满足式(3.75)和(3.76)的磁化准则. 由于离子的质量更大、回旋频率更低和回旋半径更大, 因此离子更难磁化. 图 3.18 给出了 He^+ 离子(图 3.18(a))、 Ne^+ 离子(图 3.18(b))和 Ar^+ 离子(图 3.18(c))回旋半径对离子动能和磁感应强度的函数关系. 在许多工业用辉光放电中, 离子与中性本底气体的碰撞十分频繁, 它们基本上处于室温, 即 $T_i = 0.025\text{eV}$. 对这样的离子, 磁感应强度高于 0.01T 时, 回旋半径小于典型等离子体的尺度. 如果离子能量达到 1000eV , 就相当难磁化, 也许需要几十特斯拉的磁感应强度.

对于磁化辉光放电离子或电子, 它们必须满足式(3.64)的绝热条件. 考虑图 3.14 的磁镜几何结构, 如果满足式(3.64), 则式(3.68)定义的磁矩为常量, 可写为

$$\mu = \frac{v_\perp^2}{B} = \frac{v^2 \sin^2 \theta_2}{B_{\min}} = \frac{v^2 \sin^2 \theta_1}{B_{\max}} = \text{常量} \quad (3.77)$$

其中 θ_2 是与左边最小磁场处相对应的速度矢量角; θ_1 是右边最大磁场处的速度矢量角.

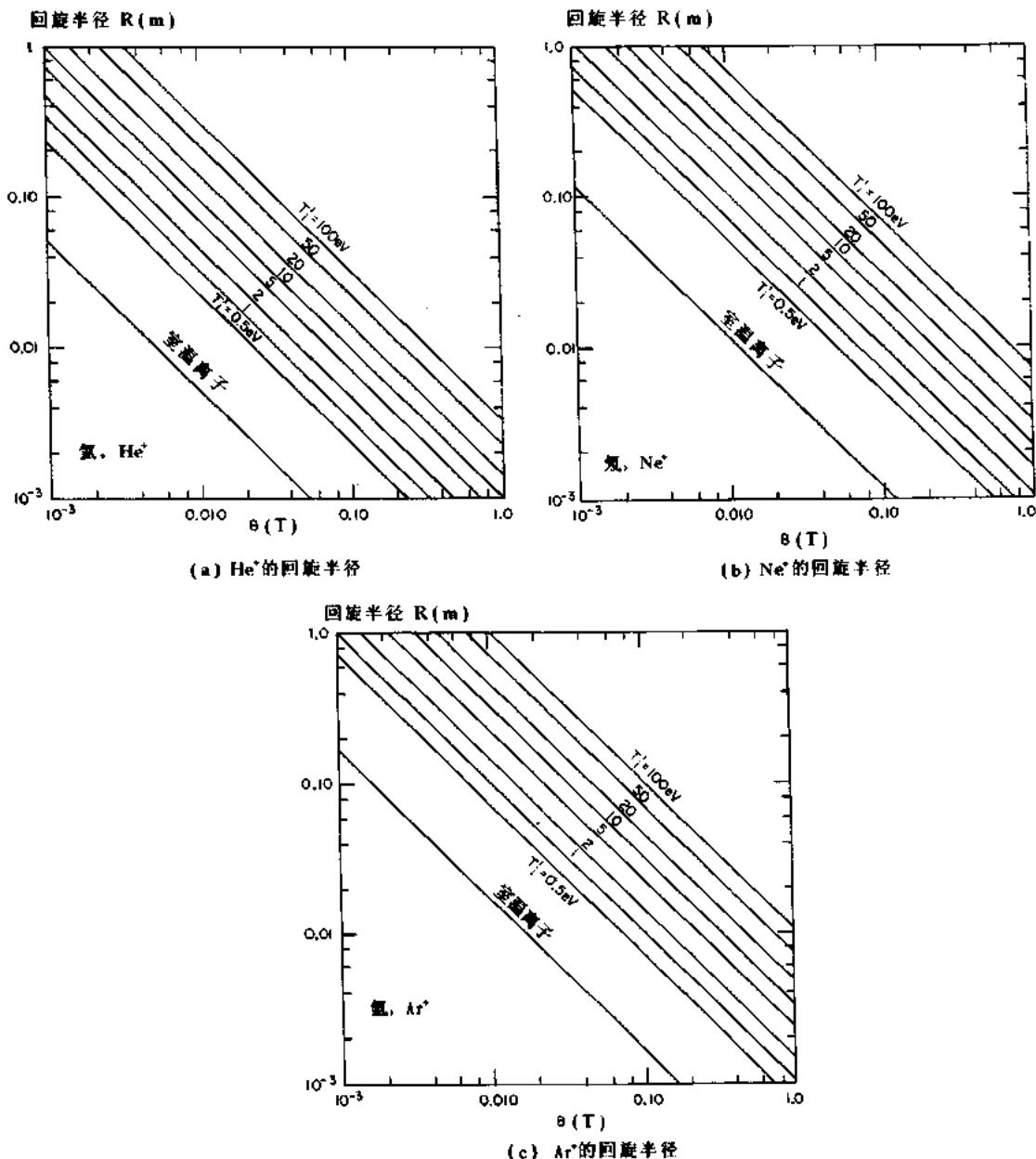


图 3.18 单电荷离子的磁化准则. 对于几种离子动能, 包括 0.025eV 的室温离子, 绘出了回旋半径对磁感应强度的函数关系. 三个图分别对应于 He^+ , Ne^+ 和 Ar^+

距离 z_0 是沿 z 轴从 B_{\min} 到 B_{\max} 的距离.

如图 3.14 所示的用于约束工业辉光放电等离子体的磁阱或磁镜的变形几乎是无限的, 但绝大多数是靠在环绕等离子体的壁附近增强的磁场来试图提高等离子体约束的. 图 3.14 的结构中面对面放置的这种镜可用来约束等离子体, 否则此等离子体就将沿磁场线逃逸.

同轴磁约束可采用轴对称的线圈或能产生等效磁场的永磁体来实现. 图 3.19 所示为轴对称的均匀磁化等离子体, 运用于一些等离子体离子源. 此种等离子体仅与边界壁弱互

作用,但沿磁场线则不受约束,可自由地从端部逃离.图 3.20 给出的轴对称等离子体,由如图 3.14 所示的那种磁镜所约束,可捕获在中间平面处的速度矢量大于 θ_2 的所有粒子.在此磁镜位形中,只因碰撞使离子或电子散射进入逸出锥内时,才被损失.

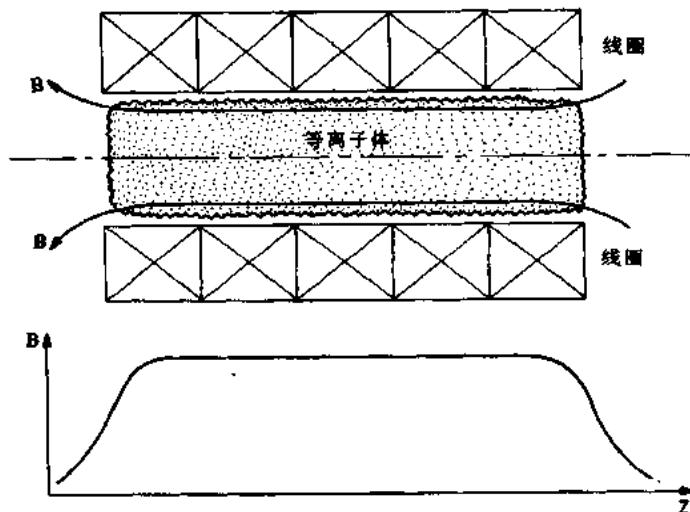


图 3.19 可将等离子体捕获在最小磁场区域的均匀场结构

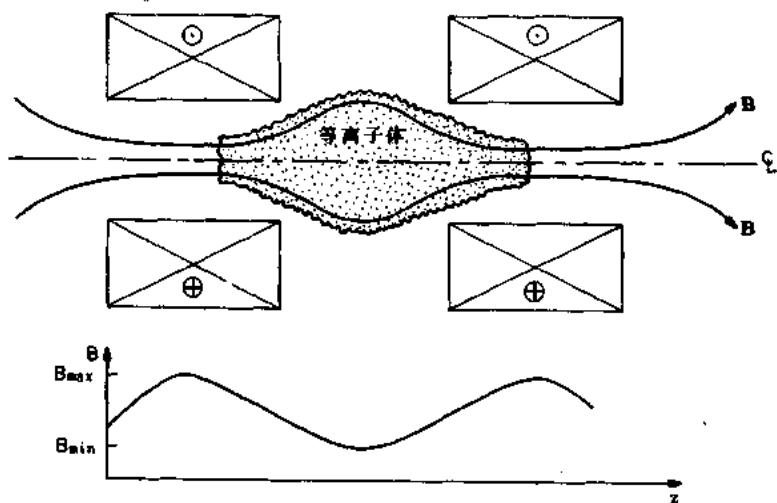


图 3.20 磁镜结构、等离子体被捕获在两逐渐升高的磁场区域之间

在图 3.20 磁镜中,产生镜场结构的两线圈中的电流大小相等方向相同.图 3.21 表示轴对称会切场,等离子体被捕获在两线圈间的低场区内,两线圈的电流大小相等但方向相反.图 3.21 的会切场位形是广泛应用在工业等离子体中多极会切场约束的基础.

图 3.22 表示用永久磁体产生的磁约束位形.现在可以相当便宜地购买到这种永久磁体,在其极面上磁场有 0.2T,在距极面 1 厘米处有 0.1T.此磁感应强度器适合于磁化电

子和室温离子，因此，在真空容器的壁上精心排列这些磁体就能大大地减少等离子体与壁的接触并改善等离子体约束。

在某些应用中，希望降低等离子体平行速度和/或缩小等离子体的半径。为此，可采用磁扩散器，如图 3.23 所示。磁扩散器也是磁镜，它对入射带电粒子的反射可能是不利因素，尤其是期望单纯地缩小等离子体流直径的情况下。若粒子运动是绝热的，则式(3.74)可给出所反射的份额。

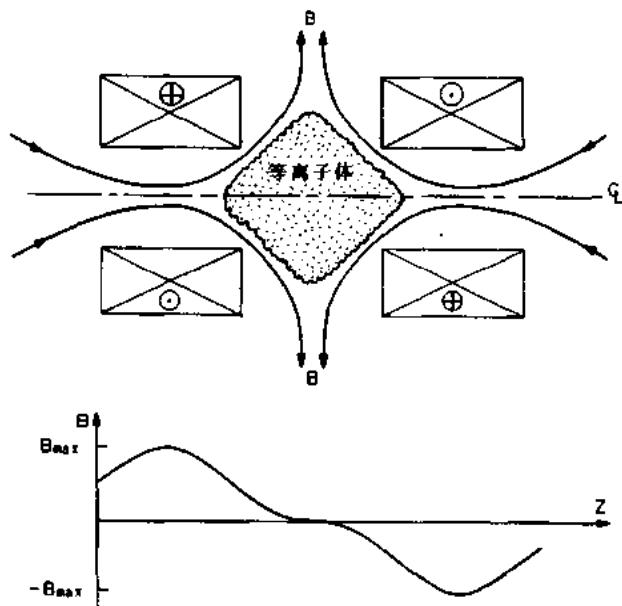


图 3.21 磁会切位形，由两个通过大小相等、方向相反电流的轴对称线圈形成（等离子体被约束在两线圈间的低场区内）

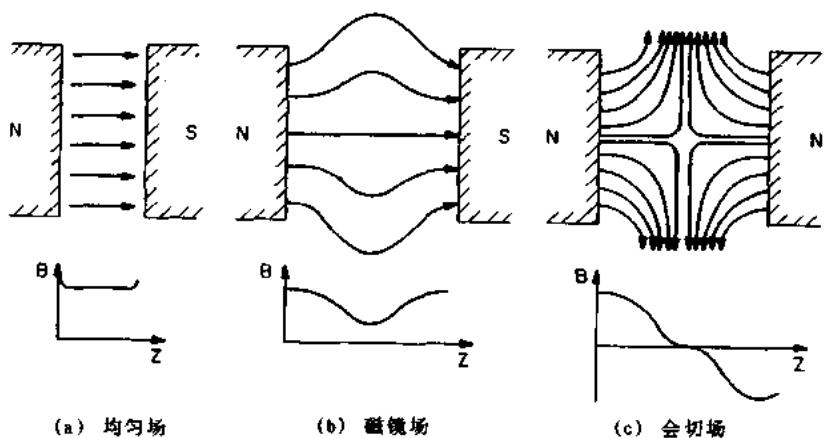


图 3.22 用永磁体产生均匀、磁镜和会切磁约束位形的方法

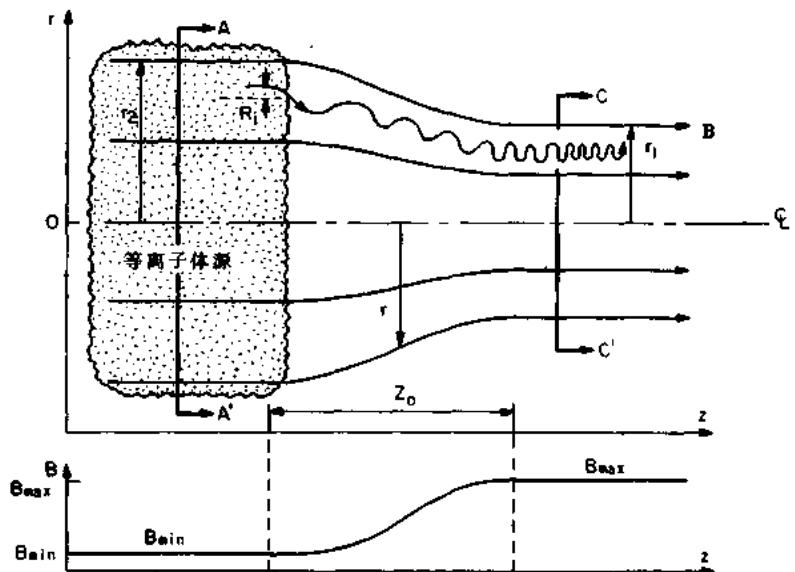


图 3.23 磁扩散器, 左边的各向同性等离子体源流进逐渐增强的磁场. 作为绝热不变量守恒的结果, 与磁感应强度平行的粒子速度被减小

由 z 轴的磁通量守恒, 可得位置 (r, z) 处的等离子体半径,

$$\phi = \pi r^2 B = \pi r_2^2 B_{\min} = \pi r_1^2 B_{\max} \quad (3.78)$$

因此, 位置 r 处的等离子体半径为

$$r = r_2 \sqrt{\frac{B_{\min}}{B}} \quad (3.79)$$

以及 B_{\max} 处的终半径为

$$r_1 = r_2 \sqrt{\frac{B_{\min}}{B_{\max}}} \quad (3.80)$$

相关的装置示于图 3.24 中的磁喷嘴. 该装置用于材料处理中, 从 B_{\max} 处的源出来的等离子体(离子)均匀地喷在位于下端弱磁场 B_{\min} 处的靶上. 磁喷嘴也用来降低与磁场垂直的速度分量. 既然在磁喷嘴中, 从 CC' 到位置 AA' 的运动中没有粒子损失或反射, 则沿 z 轴的连续性方程可写为

$$n_1 A_1 v_1 = n_2 A_2 v_2 \quad (3.81)$$

其中 n 是粒子数密度; A 为等离子体的横截面积; v_1, v_2 分别为在强和弱磁感应强度位置上的平行速度. 如果离子沿磁场的运动是绝热的, 则平行速度为

$$v_1 = v \cos \theta_1 \quad (3.82a)$$

$$v_2 = v \cos \theta_2 \quad (3.82b)$$

将式(3.82)代入式(3.81), 给出位置 AA' 的粒子数密度 n_2 ,

$$n_2 = n_1 \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \quad (3.83)$$

这里, 已用式(3.80)消去了面积比值中出现的半径的平方.

由式(3.77), 即磁矩的不变性, 得到

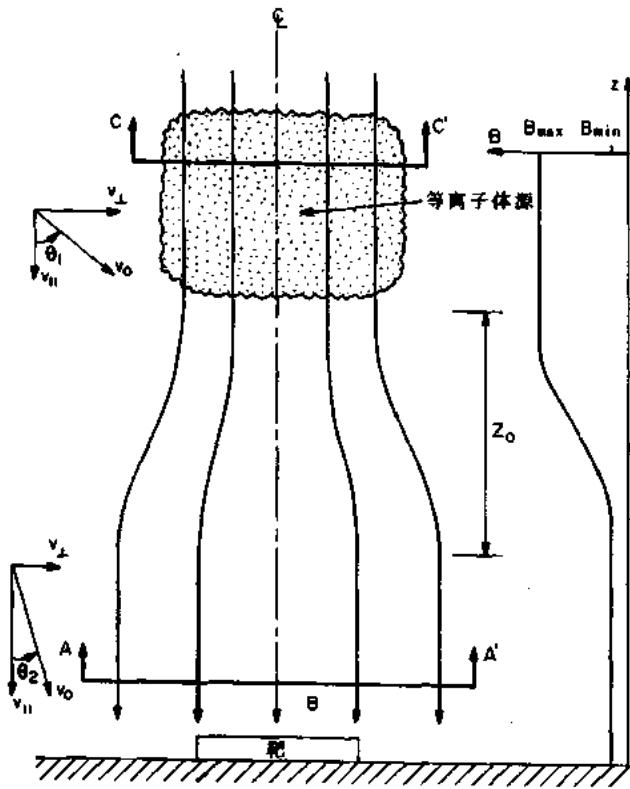


图 3.24 磁喷嘴, 强磁场的各向同性源的等离子体源沿场线扩散到达距离为 z_0 的更弱磁场区

$$\sin^2\theta_2 = 1 - \cos^2\theta_2 = \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \sin^2\theta_1 \quad (3.84)$$

解式(3.84)得 $\cos\theta_2$, 将其代入式(3.83), 得到靶上的数密度

$$n_2 = n_1 \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \frac{\cos\theta_1}{\sqrt{1 - \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \sin^2\theta_1}} \quad (3.85)$$

如果源等离子体在速度空间中是各向同性的, 则在 $0 \leq \theta_1 \leq \pi/2$ 内对式(3.85)的右边积分, 并利用磁镜比的定义

$$R_m = \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \quad (3.86)$$

可得靶上的数密度, 式(3.85)可写为

$$n_2 = n_1 R_m \int_0^{\pi/2} \frac{\cos\theta d\theta}{\sqrt{1 - R_m \sin^2\theta}} = n_1 \sqrt{R_m} \sin^{-1} \sqrt{R_m} \approx n_1 R_m \quad (3.87)$$

因此, 在磁喷嘴中扩张的等离子体, 在等离子体离子维持绝热和磁化的条件下, 将从源等离子体的较高密度下降, 降低的倍数近似等于磁镜比。

图 3.24 所示的工业用的改型是将磁喷嘴用在电子回旋谐振(ECR)加热等离子体中。在等离子体源中, 电子获得非常大的垂直速度, 然后, 在速度空间中, 电子以角 $\theta_1 \approx (\pi/2) - \theta$ 离开源区, 这里 $\theta \ll \theta_1$, 因此, 式(3.85)给出近似的密度降落,

$$n_2 \approx n_1 R_m \frac{\theta}{\sqrt{1 - R_m}} \quad (3.88)$$

在工件处的密度比由式(3.87)给出的各向同性等离子体产生的密度要低得多.

在刻蚀应用中,磁喷嘴也用来减小轰击 AA' 区中靶的离子的横向速度或得到尽可能小的角 θ_2 . 如果粒子运动是绝热的,则由式(3.77)可计算以角 θ_1 出发的粒子,其角 θ 的减小为

$$\sin\theta_2 = \sin\theta_1 \sqrt{\frac{B_{\min}}{B_{\max}}} = \sin\theta_1 \sqrt{R_m} \quad (3.89)$$

轰击角 θ_2 作为起始角 θ_1 和磁镜比 R_m 的函数绘于图 3.25. 对于小的角,从式(3.89)有以下近似式:

$$\theta_2 \approx \theta_1 \sqrt{R_m} \quad (3.90)$$

因此在刻蚀应用中,磁喷嘴能减少束的发散和基蚀. 然而应该注意,在小的磁镜比 $R_m < 0.10$ 的范围内,既要保持离子磁化又要保持绝热是相当困难的.

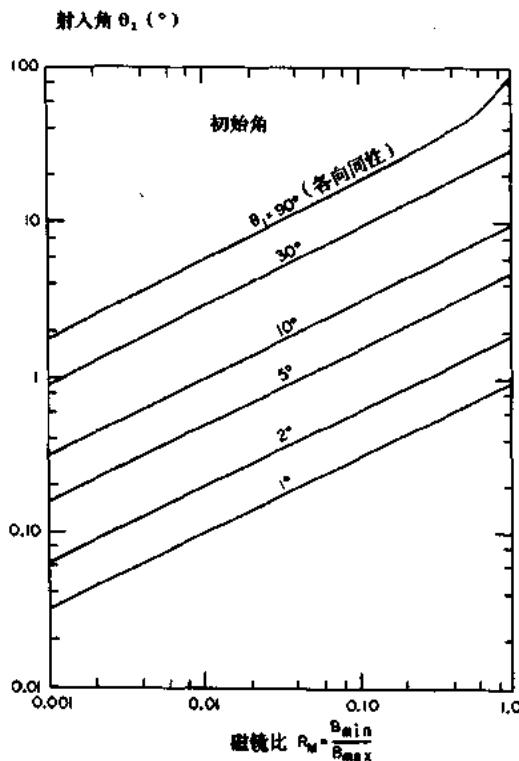


图 3.25 磁喷嘴中的扩张引起横向速度分量的降低.

在以初始速度矢量角 θ_1 作绝热扩张时, 磁镜比对图 3.24 的靶上的轰击角的函数关系

多极磁会切场约束是使等离子体与辉光放电的器件壁隔开的一种方法. 图 3.26 是磁箝多极会切结构, 由真空器壁外表面上的一排载流导线产生, 相邻导体中的电流大小相等但方向相反. 磁箝结构也能由排列的永久磁铁产生, 这是更常用的方法. 被约束在图 3.26

顶部的等离子体可通过逐渐增强的磁场而脱离容器壁,但有些粒子却沿着导体间距中点的会切线损失掉.在这样的结构中,通常将器壁的水冷管旋转在导体间距中点的真空器皿外,会切场力线使带有伴生热负载的等离子体沉积在这儿.

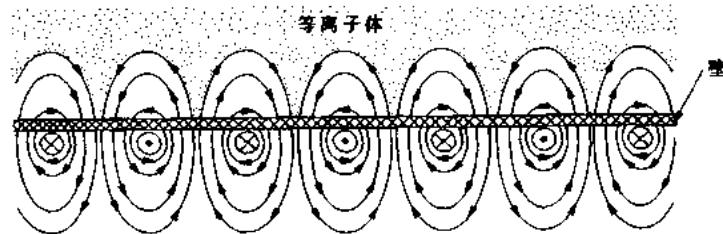


图 3.26 由在真空器皿的外表面上反向流动的电流所产生的磁篱多极的磁场结构

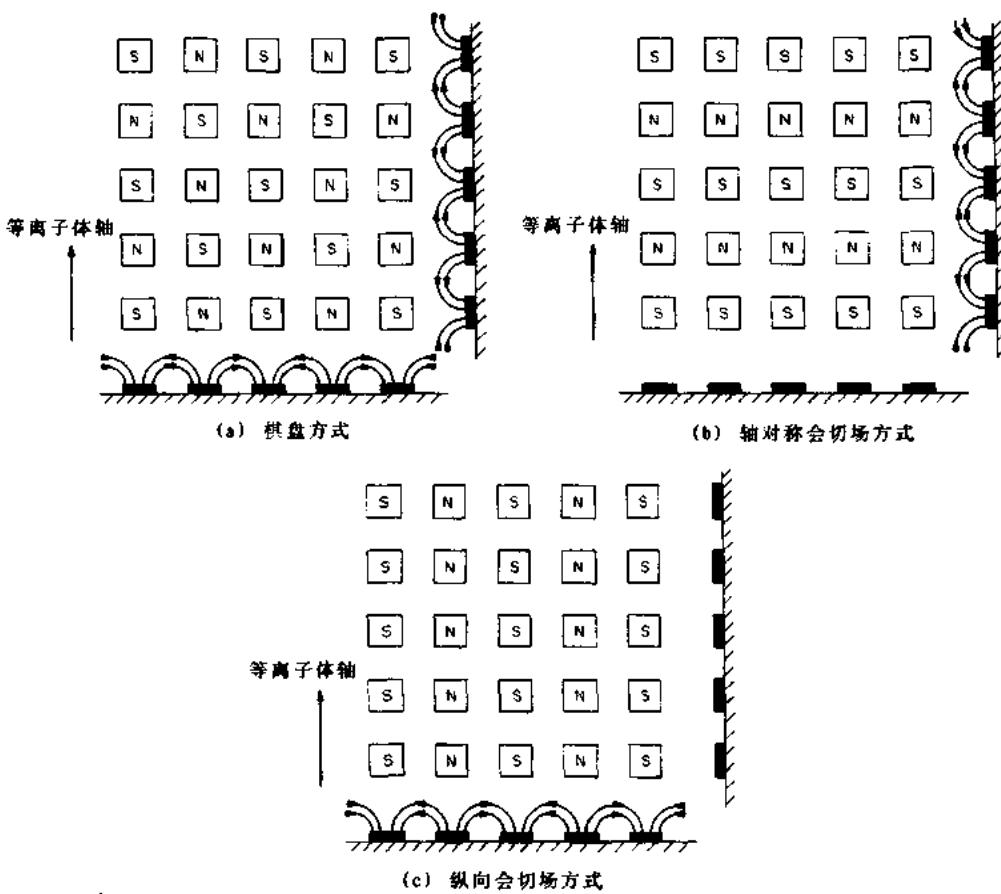


图 3.27 在真空器皿的外表面上,永久磁体的各种排列组成多极结构

用小永久磁铁实现多极会切约束至少有三种方法.图 3.27(a)给出棋盘式排列,若等离子体轴如图所示的垂直朝上,则将产生既有轴向又有角向的会切.图 3.27(b)是轴对称会切排列,沿垂直轴给出一系列轴对称会切,看上去好像沿真空器轴向的一系列轴对称棒.图 3.27(c)是纵向会切排列,它给出一系列的纵向会切,当沿真空器的四周移动时,将

产生角向变化,但几乎没有或完全没有轴向变化.

多极会切能减少壁损耗,并提高直流和射频辉光放电等离子体的密度.图 3.28 是纵向会切排列的平面图,田纳西州立大学等离子体科学实验室用它来改善微波等离子体装置的约束,这是在直径为 0.5 米、高为 1 米的真空容器中用 2.45GHz 的微波功率产生的均匀大体积的等离子体. 所用多极会切场有 34 个平行的永久磁体排列,在离真空容器内表面的几毫米处的场为 0.03T. 纵向会切位于真空容器圆柱部分的外圆周上而不是在端板上. 为了确定纵向会切场的约束效果,在氮气压强和微波输入功率尽可能相同的条件下,在安置磁铁前分别测量等离子体电子密度. 在安置磁铁后,电子数密度提高了 1.7 倍. 由于许多辅助装置和诊断部分位于端板上,故在端板未安置磁铁. 在未曾发表的类似伯克利实验中(Lieberman, M. A., 私人通讯, 1991),在较小等离子体实验设备的所有表面上都安装多极磁铁,电子数密度提高了 2.0 倍. 这些研究清楚地表明圆形的多极会切大幅度地改善了辉光放电等离子体的约束.

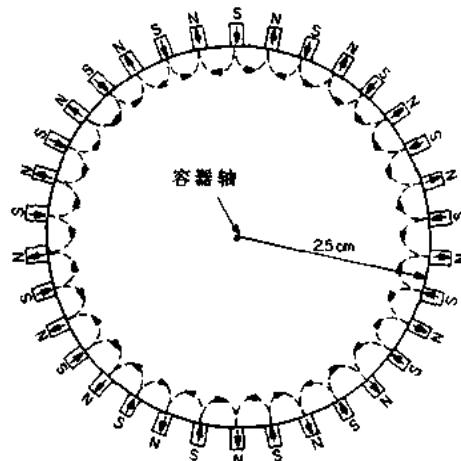


图 3.28 用于约束圆柱型微波等离子体的多极磁铁的纵向会切排列

3.5 相对论带电粒子运动

爱因斯坦的相对论是 20 世纪科学的巨大成就之一,并在天体物理学和高能物理学研究中得到广泛应用. 产生相对论效应所需的能量非常高,以至这些效应直至近来才在工业应用中引起人们的兴趣. 工业界参与了适合于物理学研究的高能粒子加速器的制造. 除此以外,高能加速器已用于产生高能粒子、医学治疗的辐射、食品处理和微电子电路的微晶制版的照射. 现在,高度正确和高度精确的时间测量,已可以显示安置在卫星上的时钟所受到的相对论效应的影响. 在利用基于相对论质量增加而产生的等离子体不稳定性来产生高频辐射的许多微波管中,相对论效应也是重要的. 因此要适当地回顾一下与相对论带电粒子运动有关的一些概念和现象.

3.5.1 伽利略变换

牛顿或经典力学中的相对运动问题是通过伽利略变换来描述的,此变换的命名是为了纪念意大利物理学家伽利略(Galileo Galilei 1564—1642),他首次采用现代科学手段从实验上定量研究了粒子动力学. 伽利略变换如图 3.29 所示. 考察一位于两笛卡尔参考系中的观察点 P ,无上标的笛卡尔坐标系是静止的,有时称为实验室参考系;而有上标的参考系,则以速度 v 在 x 方向上运动. 点 P 离实验室坐标系原点 O 的半径为 r ,离运动参考系原点 O' 的距离为 r' .

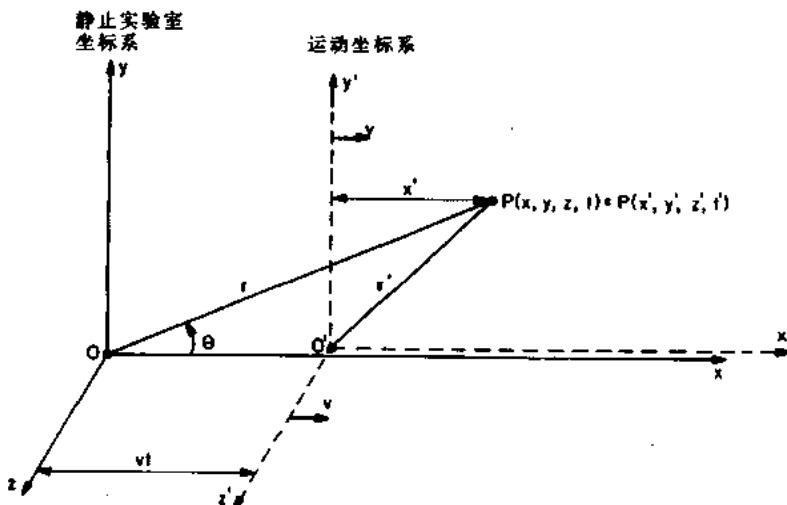


图 3.29 两笛卡尔坐标系: 静止的实验室参考系 O 和以速度 v 沿 x 方向运动的运动坐标系 O' .

在实验坐标系中, 点 P 的坐标是

$$P(\mathbf{r}, t) = P(x, y, z, t) \quad \text{原点为 } O \quad (3.91)$$

在以速度 v 沿 x 轴运动的坐标系中, 点 P 的坐标为

$$P(\mathbf{r}', t') = P(x', y', z', t') \quad \text{原点为 } O' \quad (3.92)$$

根据伽利略变换, 在两坐标系中的点 P 矢径之间的关系为

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} - vt \quad (3.93a)$$

$$t' = t \quad (3.93b)$$

在笛卡尔坐标中, 参考系之间的关系为

$$x' = x - vt \quad (3.94a)$$

$$y' = y \quad (3.94b)$$

$$z' = z \quad (3.94c)$$

$$t' = t \quad (3.94d)$$

注意, 这里假设时间在静止和运动的伽利略坐标系中以同样的速度消逝. 在伽利略系, 有时称为“惯性”坐标系中, 对以常速互相作相对运动的所有系统, 牛顿定理 $F=ma$ 都是有效的, 且遵循式(3.93)和(3.94)所描述的伽利略变换.

3.5.2 洛伦兹变换

爱因斯坦原则是狭义相对论的基础, 假设自由空间中的光速对均匀相对运动中的所有观察者都是一样的, 与源和观察者的相对运动无关. 从爱因斯坦原则归纳得到, 在封闭的系统中, 没有实验能测定空间中的均匀平移运动, 也就是说, 位于图 3.29 中点 P 处盒中的观察者不能说出他相对于实验室参考系是运动的还是静止的. 此原则由阿尔伯特·爱因斯坦 (Albert Einstein 1879–1956) 于 1905 年首次阐明.

既然自由空间中的光速在相对论中有着根本的作用, 那么将运动参考系的速度 v , 对光速作归一化是有用的, 如下式所示:

$$\beta \equiv \frac{v}{c} \quad (3.95)$$

由于 β 十分频繁地出现, 故相对论因子 γ 定义为

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.96)$$

在狭义相对论中, 从静止到运动参考系的坐标变换由洛伦兹变换描述. 此变换根据 Hendrick Lorentz(1853—1928)的名字命名, 给出为

$$x' = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}(x - vt) = \gamma(x - vt) \quad (3.97a)$$

$$y' = y \quad (3.97b)$$

$$z' = z \quad (3.97c)$$

$$t' = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \left(t - \frac{vx}{c^2} \right) = \gamma \left(t - \frac{\beta x}{c} \right) \quad (3.98)$$

注意, 在洛伦兹变换中, 静止和运动系中的时间以不同的速率消逝.

洛伦兹变换的一个直接结果是, 在运动参考系 O' 中, 由运动观察者测定的长为 L' 沿 x 轴放置的棒, 在实验室参考系 O 中具有的长度为

$$L = x_2 - x_1 = \frac{x'_2 - x'_1}{\gamma} = \sqrt{1 - \beta^2} L' \quad (3.99)$$

在实验室中, 在 x 方向上的棒将比运动观察者测到的长度缩短 $\sqrt{1 - \beta^2}$ 倍. 这一现象称为斐兹杰惹-洛伦兹(Fitzgerald-Lorentz)收缩.

两坐标系中的时间行为也是十分有趣的. 在运动坐标系 O' 中测定的时间间隔 T' , 在实验室参考系 O 中的间隔 T 为

$$T = t_2 - t_1 = \gamma(t'_2 - t'_1) = \frac{T'}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \gamma T' \quad (3.100)$$

因此, 由以均匀速度 v 运动的时钟记录的时间间隔出现了倍数为 γ 的增长; 于是运动时钟对于实验室参考系中的观察者出现变慢. 这一现象称为时间膨胀.

3.5.3 狹義相对论运动学

如果图 3.29 中的点 P 同时在静止和运动参考系 O 和 O' 中运动, 则由实验参考系中的观察者看到的速度为

$$\mathbf{v} = \dot{x}, \dot{y}, \dot{z} = \frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}, \frac{dz}{dt} \quad (3.101)$$

而由运动参考系 O' 中的观察者所测定的点 P 的速度为

$$\mathbf{v}' = \dot{x}', \dot{y}', \dot{z}' = \frac{dx'}{dt'}, \frac{dy'}{dt'}, \frac{dz'}{dt'} \quad (3.102)$$

此两坐标系间的速度变换为

$$\dot{x} = \frac{\dot{x}' + v}{1 + (\beta \dot{x}' / c)} \quad (3.103)$$

$$\dot{y} = \sqrt{1 - \beta^2} \left(\frac{\dot{y}'}{1 + (\beta \dot{x}' / c)} \right) \quad (3.104)$$

$$z' = \sqrt{1 - \beta^2} \left(\frac{z}{1 + (\beta \dot{x}' / c)} \right) \quad (3.105)$$

不仅对 x 方向上的速度有相对论修正,而且对与两坐标系相对速度垂直的速度分量也有相对论修正.

3.5.4 电场和磁场的洛伦兹变换

在以相对速度 v 沿 x 轴运动的图 3.29 的两坐标系中,将上面的变换方程应用于麦克斯韦方程就可得到以下的电场和电位移矢量的变换方程,如下:

与运动方向(x 轴)平行的量为

$$\mathbf{E}'_{\parallel} = \mathbf{E}_{\parallel} \quad (3.106a)$$

$$\mathbf{D}'_{\parallel} = \mathbf{D}_{\parallel} \quad (3.106b)$$

与运动方向垂直的量为

$$\mathbf{E}'_{\perp} = \gamma(\mathbf{E}_{\perp} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.107a)$$

$$\mathbf{D}'_{\perp} = \gamma \left(\mathbf{D}_{\perp} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c^2} \right) \quad (3.107b)$$

与运动方向平行的磁感应强度和磁场强度为

$$\mathbf{B}'_{\parallel} = \mathbf{B}_{\parallel} \quad (3.108a)$$

$$\mathbf{H}'_{\parallel} = \mathbf{H}_{\parallel} \quad (3.108b)$$

而与运动方向垂直的量为

$$\mathbf{B}'_{\perp} = \gamma \left(\mathbf{B}_{\perp} - \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{E}}{c^2} \right) \quad (3.109a)$$

$$\mathbf{H}'_{\perp} = \gamma(\mathbf{H}_{\perp} - \mathbf{v} \times \mathbf{D}) \quad (3.109b)$$

以上的变换方程预示了相对论多卜勒效应.如果在点 P 的运动物体上发射出在其上测得频率为 ω' 的辐射,则在实验室参考系中观察到的频率 ω 为

$$\omega' = \omega \frac{1 + \delta\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \gamma\omega(1 + \delta\beta) \quad (3.110)$$

其中,参数 δ 是方向余弦.若静止观察者在 x 方向上观察,则他将观察到纵向多卜勒频移为

$$\omega' = \omega\gamma(1 \pm \beta) \quad (3.111)$$

这里一表示靠近源,给出高的频率,即蓝移,像静止观察者所看到的一样,他测量到的频率为 ω .十表示后退源,是对应于低频的红移.

除式(3.111)的纵向多卜勒频移外,当 $\delta=0$ 时,出现另一纯粹的相对论效应,即横向多卜勒频移,

$$\omega' = \omega\gamma = \frac{\omega}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.112)$$

此方程预示与运动方向垂直的运动源的红移,就像静止观察者所见的一样,这是时间膨胀的直接结果.

3.5.5 狭义相对论动力学

在狭义相对论中,粒子动量是基本的动力学变量.如果电荷 Q 在图 3.29 的运动坐标

系中静止,且有质量 m' ,则质量 $m' = m_0$ 定为本征或静止质量.在实验参考系 O 中,作用在电荷上的力为

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right) = \frac{d}{dt} (\gamma m_0 \mathbf{v}) \quad (3.113)$$

在实验室参考系中,粒子的视在质量 m 可写为

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \gamma m_0 \quad (3.114)$$

而实验室参考系 O 中的动量为

$$\mathbf{p} = m \mathbf{v} = \frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \gamma m_0 \mathbf{v} \quad (3.115)$$

式(3.114)预示,如果粒子对观察者以相对论速度运动,则此物体的视在质量将增加 γ 倍. 视在质量增量容易由实验测定,例如,在高能粒子加速器中,当带电粒子被加速到相对论速度时,观察到了此增量.

3.5.6 狹義相對論中的粒子能量

在实验室参考系 O 中,供给相对论带电粒子的功率可写为

$$P = \mathbf{F} \cdot \mathbf{v} = \frac{d(m \mathbf{v})}{dt} \cdot \mathbf{v} \quad (\text{W}) \quad (3.116)$$

这里动量 $m \mathbf{v}$ 由式(3.115)给出. 运用上述的相对论变换方程,所供给的功率可写成

$$P = \mathbf{F} \cdot \mathbf{v} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right) = \frac{d}{dt} (mc^2) \quad (3.117)$$

在静止的坐标系中,粒子的静止能量为

$$U_0 = m' c^2 = m_0 c^2 \quad (3.118)$$

电子的静止能量为

$$U_e = \frac{m_e c^2}{e} \approx 0.51 \quad (\text{MeV}) \quad (3.119)$$

质子的静止能量是

$$U_p = \frac{m_p c^2}{e} \approx 935 \quad (\text{MeV}) \quad (3.120)$$

在实验室参考系 O 中,式(3.117)给出的带电粒子的总能量为

$$U = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \gamma m_0 c^2 = \gamma U_0 \quad (3.121)$$

实验室参考系 O 中的相对论动能 \mathcal{E} 为

$$\mathcal{E} = U - m_0 c^2 = mc^2(\gamma - 1) \quad (3.122)$$

对于经典的,非相对论速度,即 v 远小于 c 的情况,式(3.122)中的因子 γ 按小量 $\beta \ll 1$ 展开,就可得到动能的经典结果

$$\mathcal{E} \approx \frac{1}{2} m_0 v^2 \quad (3.123)$$

式(3.122)描述的与相对论质量增量相联系的能量对相对论参数 β^2 的函数关系绘于图 3.30. 经典的动能用虚线表示. 对于 $\beta^2 < 0.2$, 相对论能量与经典值之间相差不大,但接近

$\beta=1.0$ 就显著地增加.

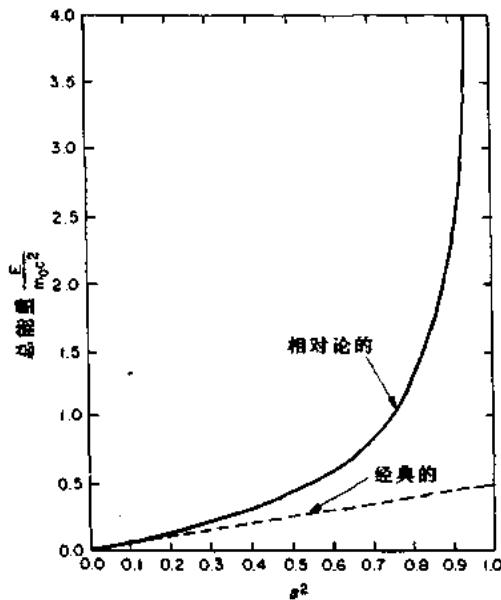


图 3.30 归一化的相对论能量 E^* 对相对论速度比 β 的函数关系

最后, 相对论的能量-动量关系是

$$(mc^2)^2 = (m_0c^2)^2 + p^2c^2 \quad (3.124)$$

在圆柱坐标中, 作用在实验室系 O 中粒子上的相对论离心力为

$$mr\dot{\theta}^2 = \frac{m_0r\dot{\theta}^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \gamma m_0r\dot{\theta}^2 \quad (3.125)$$

实验室参考系 O 中的相对论角动量为

$$p_\theta = mr^2\dot{\theta} = \gamma m_0r^2\dot{\theta} \quad (3.126)$$

3.6 平面二极管理论

平面二极管理论不仅对理解单能电子和离子束的产生很重要, 而且对理解高功率真空管的工作和局限性也很重要. 在本节中, 我们将首先介绍非相对论的平面二极管理论.

3.6.1 平面二极管的特征

平面平行二极管的结构如图 3.31 所示. 在这二极管中, 电子/离子以零初速从阴极/阳极发射, 穿过宽为 d 、电位差为 V_0 的间隙被加速. 图 3.31(a) 为用电子流工作的平面平行二极管. 由于电极间无源或无吸收, 故电流密度是常量, 与坐标 x 无关:

$$\mathbf{J} = n_e e v_e = \text{常量} \quad (3.127)$$

电势 V_0 由直流电源供给而维持不变.

在空间电荷限流中, 渡越二极管的电子云足够稠密, 以致使发射电极附近的电场降

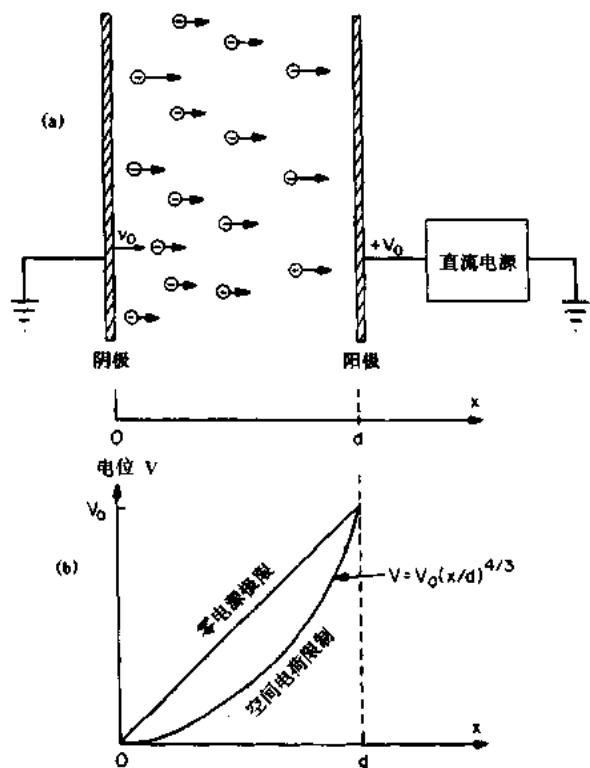


图 3.31 (a) 平面平行二极管示意图, 电子从阴极 $x=0$ 处发射, 加速到位于 $x=d$ 处, 阳极电位为 V_0 ; (b) 零电流限定, 以及空间电荷限流下, 静电势随位置 x 的函数关系

低, 且在阴极表面为零。在图 3.31(b) 中, 画出了作为二极管极间距函数的电势。在零电流极限下, 当电流密度很小而不影响电场时, 电势是二极管极间距的线性函数。在空间电荷限流条件下, 电场在阴极表面为零, 而且根据后面推导, 电场随距离将按幂指数增强。

3.6.2 在真空中的工作

在电极之间的电流密度和电荷密度近似为零的条件下, 平板间电势的泊松方程可写为

$$\nabla^2 V = \frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho n_e}{\epsilon_0} \approx 0 \quad (3.128)$$

对此方程积分一次, 且利用图 3.31 中的边界条件, 可得电场

$$E_0 = \frac{V_0}{d} \quad (\text{V/m}) \quad (3.129)$$

再次积分此电场, 运用边界条件 $x=0$ 处电势为零, 得

$$V(x) = V_0 \frac{x}{d} \quad (\text{V}) \quad (3.130)$$

在零电流极限下, 电势随距离的线性增加示于图 3.31。

3.6.3 空间电荷限制下的电流

在求穿过二极管的空间电荷限制下的电流的上限时,假设阴极能自由地发射电子,直至在平板间渡越的空间电荷堆积达到 $x=0$ 处电场变为零,不再有电子能够流出阴极。此条件就是空间电荷限制电流密度 J_c ,满足此条件的泊松方程为

$$\nabla^2 V = \frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{en_e}{\epsilon_0} \quad (3.131)$$

既然平板空间无电子源或无电子吸收,故电流密度可写为

$$J = -en_e(x)v(x) = \text{常量} \quad (3.132)$$

如果电子以速度 v_0 发射,当电子在电极间运动时,能量守恒要求

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV + \frac{1}{2}mv_0^2 \quad (3.133)$$

由此得到位置 x 处的电子速度,

$$v(x) = \sqrt{v_0^2 + \frac{2eV}{m}} \quad (\text{m/s}) \quad (3.134)$$

解式(3.132)得 $n_e(x)$,将其代入式(3.131),利用式(3.134),得

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{en_e(x)}{\epsilon_0} = \frac{J}{\epsilon_0 v(x)} = \frac{J}{\epsilon_0} \left(v_0^2 + \frac{2eV}{m} \right)^{-1/2} \quad (3.135)$$

这是二阶非线性微分方程;将此方程两边同乘 $2 \frac{dV}{dx}$,可积分一次;利用等式

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = 2 \frac{dV}{dx} \frac{d^2 V}{dx^2} \quad (3.136)$$

式(3.135)就变成

$$2 \frac{dV}{dx} \frac{d^2 V}{dx^2} dx = \frac{d}{dx} \left(\frac{dV}{dx} \right)^2 dx = \frac{2J}{\epsilon_0} \left(v_0^2 + \frac{2eV}{m} \right)^{-1/2} dV \quad (3.137)$$

如果从 $x=0$ 到 x 积分式(3.137)的第二、第三项,可得

$$\left(\frac{dV}{dx} \right)^2 - \left(\frac{dV}{dx} \right)_0^2 = \frac{2mJ}{e\epsilon_0} \left[\sqrt{v_0^2 + \frac{2eV}{m}} - v_0 \right] \quad (3.138)$$

由于空间电荷限制电流的定义要求 $x=0$ 处的电场为零,故式(3.138)左边的第二项为零。

由于电子的初始速度 v_0 作为一个参数保留在式中,故式(3.138)不能用简单的形式积分。然而,由于发射能量低于几个电子伏,且在典型的应用中, V 为数百伏或数千伏,因此在大多数情形中(以后将看到,电子数密度的计算是个例外),在式(3.138)中忽略初速是合理的,在式(3.138)中,令发射电极处的电场等于零和电子的发射速度等于零,得到

$$\frac{dV}{dx} = E(x) = \sqrt{\frac{2J}{\epsilon_0} \left(\frac{2m}{e} \right)^{1/4}} V^{1/4} \quad (3.139)$$

由于发射极上的电势为零,故积分式(3.139)可得出

$$\int_0^V \frac{dV}{V^{1/4}} = \left(\frac{8J^2 m}{\epsilon_0^2 e} \right)^{1/4} \int_0^x dx = \frac{4V^{3/4}}{3} \quad (3.140)$$

进行式(3.140)中的积分,且重新整理得

$$V(x) = \left(\frac{9J}{4\epsilon_0} \right)^{2/3} \left(\frac{m}{2e} \right)^{1/3} x^{4/3} \quad (3.141)$$

从式(3.141)解得电流密度

$$J = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{[V(x)]^{3/2}}{x^2} \quad (\text{A/m}^2) \quad (3.142)$$

式(3.142)包含了穿过二极管 $0 \leq x \leq d$ 的所有路径;因此,图 3.31 所示的阳极 $x=d$ 处的电流密度可写为

$$J_e = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \quad (\text{A/m}^2) \quad (3.143)$$

式(3.143)是蔡尔德空间电荷限制条件,最先由 C. D. Child(1911)推导。这是穿过间隔为 d 、板间电势为 V_0 伏的平面平行二极管的最大可能的单向电流密度。如果二极管加速离子而非电子,则须将离子质量代入式(3.143);如果离子是多电荷的,则平方根下的电子电荷必须乘以电荷态数。

3.6.4 空间电荷限制的平面二极管

依照 Forrester(1988)的提议,为纪念 C. D. Child,特定义 χ ,即电子的“蔡尔德”数为

$$\chi = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} = 2.334 \times 10^{-6} \quad (\text{A/V}^{3/2}) \quad (3.144)$$

注意,此值仅对电子适用。如果涉及其它种类的带电粒子,则必须将它们的电荷态数和质量代替式(3.144)中的相应量。利用式(3.144),蔡尔德定理可写为

$$J_e = \chi \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \quad (\text{A/m}^2) \quad (3.145)$$

如果用阳极条件, $x=d, V(d)=V_0$,除以式(3.141),则得到

$$V(x) = V_0 \left(\frac{x}{d} \right)^{4/3} \quad (\text{V}) \quad (3.146)$$

这是以图 3.31 所示的距离对电势的幂指数函数关系。微分式(3.146),得电场

$$E(x) = \frac{dV}{dx} = \frac{4}{3} \frac{V_0}{d} \left(\frac{x}{d} \right)^{1/3} = \frac{4E_0}{3} \left(\frac{x}{d} \right)^{1/3} \quad (3.147)$$

这里, E_0 是真空条件下的电场。

依据空间电荷限制条件,二极管极板之间的电场值分布范围为

$$0 \leq E(x) \leq \frac{4}{3} E_0$$

电场的这一关系示于图 3.32(a)。二极管极板间的电子数密度可从泊松方程求出

$$\nabla^2 V = \frac{dE}{dx} = -\frac{\rho_e}{\epsilon_0} = \frac{en_e(x)}{\epsilon_0} = \frac{4}{9} \frac{V_0}{d^2} \left(\frac{d}{x} \right)^{2/3} \quad (3.148)$$

这里已将式(3.147)中的电场的导数代入,以求得式(3.148)右边的项。从式(3.148)右边的两项,可得到以位置为函数的数密度,

$$n_e(x) = \frac{4\epsilon_0 V_0}{9ed^2} \left(\frac{d}{x} \right)^{2/3} \quad (\text{粒子数 / m}^3) \quad (3.149)$$

在阴极附近,式(3.149)预示了在阴极表面电子数密度为无穷大的物理结果。这一结果是

由于式(3.138)忽略了电子的初速度,在阳极,电子数密度为

$$n_e(d) = \frac{4\epsilon_0 V_a}{9ed^2} = n_A \quad (3.150)$$

由此可用阳极数密度写出电子数密度随位置的变化

$$n_e(x) = n_A \left(\frac{d}{x} \right)^{2/3} \quad (3.151)$$

在空间电荷限制的二极管中,电子数密度随距离的定性变化绘于图 3.32.

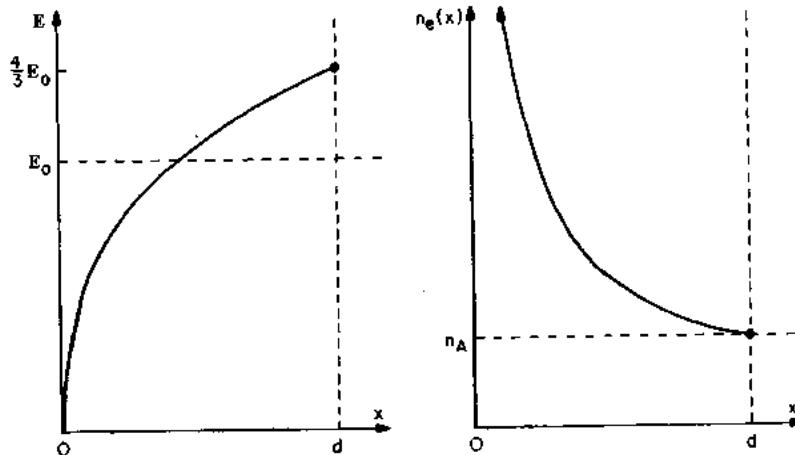


图 3.32 在工作于蔡尔德电流密度的空间电荷限制二极管中,电场(左图)和电子数密度(右图)随位置变化的示意图. E_0 是真空下的电场;当趋于阴极 $x = 0$ 时,电子数密度为无穷大

穿过二极管的空间电荷限制电流密度是与 x 无关的常量,利用式(3.127)可写为

$$J_c = en_e(x)v(x) = en_A v(d) = \text{常量} \quad (3.152)$$

若初始速度为 $v_0 = 0$,则从式(3.134),能量守恒要求

$$v(d) = \sqrt{\frac{2eV_0}{m}} \quad (3.153)$$

将式(3.153)代入式(3.152),得

$$J_c = en_A \sqrt{\frac{2eV_0}{m}} = en_e(x)v(x) \quad (3.154)$$

将式(3.151)的电子数密度代入式(3.154)的右边,得

$$v(x) = \left(\frac{x}{d} \right)^{2/3} \sqrt{\frac{2eV_0}{m}} \quad (\text{m/s}) \quad (3.155)$$

上式给出了二极管极间任一位置 x 处的电子速度.如果电子穿过阳极孔射出,就像在电子枪中所作的那样,则其速度为

$$v(d) = \sqrt{\frac{2eV_0}{m}} \quad x \geq d \quad (3.156)$$

因此,当从阴极发射电子时,电子将在阳极获得与其势能相应的速度.

对于空间电荷限流,阳极表面上以每平方米每秒电子数表示的粒子通量为

$$\Gamma_c = \frac{J_c}{e} = \frac{\chi}{e} \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \quad (\text{粒子数 } / (\text{m}^2 \cdot \text{s})) \quad (3.157)$$

对电子枪,通量 Γ_c 需由空心阴极或热丝供给,它们的电流密度应大于或等于 Γ_c .

在空间电荷限制的束中,功率通量为

$$P = J_c V_0 = \chi \left(\frac{V_0^{5/2}}{d^2} \right) \quad (\text{W/m}^2) \quad (3.158)$$

在实际应用中,这一功率通量可能相当高,需在其撞击的电极或靶上进行有效的冷却.

空间电荷限制二极管常用在高功率射频管中;在此管中,电子渡越时间决定管子的频率响应. 对可忽略空间电荷的真空条件,利用式(3.129),牛顿定理可化为

$$F = m \frac{d^2 x}{dt^2} = eE_0 = \frac{eV_0}{d} \quad (3.159)$$

利用电子的起始条件: $t=0, x=0, v_0=0$,对式(3.159)积分两次,得

$$\int_0^d dx = d = \frac{eV_0}{md} \int_0^v \int_0^{t_0} dv dt = \frac{eV_0 t_0^2}{2md} \quad (3.160)$$

为求渡越时间 t_0 ,解式(3.160)的第二和第四项得

$$t_0 = d \sqrt{\frac{2m}{eV_0}} \quad (\text{s}) \quad (3.161)$$

此渡越时间是对工作在远低于空间电荷限制电流的真空管频率响应的基本限制.

对由式(3.155)描述的空间电荷限制的情况,以位置为变量的速度为

$$v(x) = \frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{2eV_0}{m}} \left(\frac{x}{d} \right)^{2/3} = \frac{2d^{1/3}}{t_0} x^{2/3} \quad (3.162)$$

整理式(3.162)的第二和第四项,两边积分得

$$\int_0^d \frac{dx}{x^{2/3}} = 3d^{1/3} = \frac{2d^{1/3}}{t_0} \int_0^{t_{sc}} dt = 2d^{1/3} \frac{t_{sc}}{t_0} \quad (3.163)$$

其中 t_{sc} 是空间电荷限制流条件下的渡越时间,它等于

$$t_{sc} = \frac{3}{2} t_0 = \frac{3}{2} d \sqrt{\frac{m}{eV_0}} \quad (3.164)$$

因此,空间电荷限制流条件使电子渡越时间增长了 50%. 二极管的频率响应随着接近空间电荷限制而变坏.

3.7 相对论平面二极管

示于图 3.33 的相对论电子束二极管,在过去一直为军事应用而发展,在深厚焊接和闪光 X 射线成像上很可能找到未来的工业应用. 典型的相对论二极管系统包括高压贮能器,它能在非常短的时间内,于数兆伏的电势上释放数兆焦耳的能量. 这样的二极管系统由快速开关控制,包括在高电势上释放能量的脉冲成形网络. 所涉及的静电势和电场非常高以至于场致发射阴极(场致发射的过程将在第 5 章中讨论)可用来供给电子,这些电子穿过数兆伏量级的电势而得到加速.

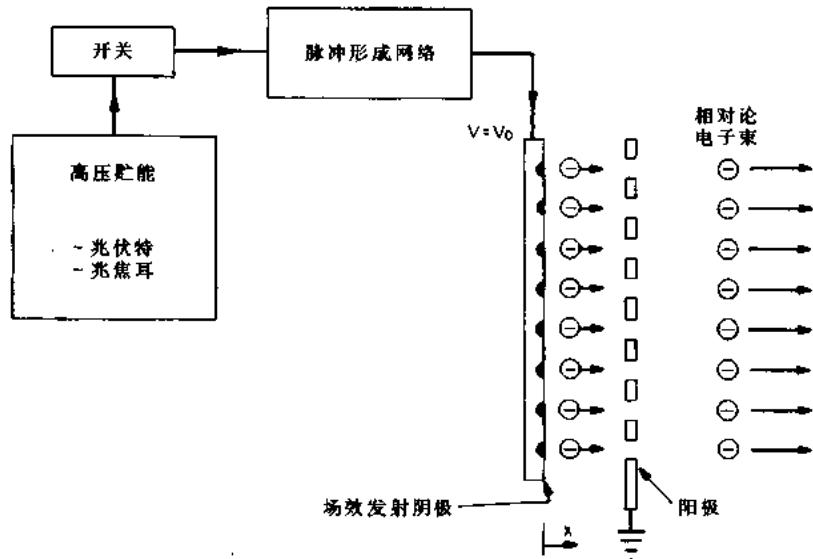


图 3.33 基于场致发射阴极的兆伏脉冲相对论电子束发生器示意图

3.7.1 相对论二极管的特征

在此讨论中,沿袭 Howes(1966a,b)的分析,他采用泊松方程的相对论协变形式,得到了相对论蔡尔德定理的闭式解。他的分析假定初始条件为,发射电极处的电场为零,且发射的电子初速为零。

3.7.2 空间电荷限制电流

如图 3.31 和 3.33 中的平面平行结构那样,首先阐述式(3.144)和(3.145)的非相对论蔡尔德定理,在 Howes 采用的无量纲单位中,以下面的变量描述问题

$$\text{电势: } \phi \equiv \frac{V}{V_0} \quad (3.165a)$$

$$\text{距离: } \xi \equiv \frac{x}{d} \quad (3.165b)$$

$$\text{能量: } \epsilon \equiv \frac{eV_0}{m_0 c^2} \quad (3.165c)$$

$$\text{电流密度: } J \equiv \frac{J}{J_c} \quad (3.165d)$$

其中, m_0 是电子的静止质量; J_c 是由式(3.144)和(3.145)给出的非相对论蔡尔德定理电流。

3.7.3 相对论蔡尔德定理

相对论因子 γ 为

$$\gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (3.166)$$

其中 $v(x)$ 是电子速度, 相对论的连续性方程为

$$J = ev(x)n_e(x) = \text{常量} \quad (3.167a)$$

用由 Howes 定义的无量纲形式可表示为

$$\mathcal{J} = \frac{J}{J_c} = \frac{ev(x)n_e(x)}{J_c} \quad (3.167b)$$

在二极管极间,运动电子的相对论能量守恒为

$$eV = (\gamma - 1)m_0c^2 \quad (3.168a)$$

此式可用上面的无量纲变量可写为

$$\epsilon\phi = (\gamma - 1) \quad (3.168b)$$

Howes(1966a,b)已证明无量纲单位的泊松方程的相对论形式为

$$\phi'' = \frac{d^2\phi}{d\xi^2} = \frac{4\sqrt{2\epsilon}}{9} \frac{(1 + \epsilon\phi)}{\sqrt{(1 + \epsilon\phi)^2 - 1}} \quad (3.169)$$

把式(3.169)积分一次,无量纲电场变成

$$\phi' = \frac{d\phi}{d\xi} \equiv \frac{E}{E_0} = \left[\frac{8\mathcal{J}}{9} \sqrt{\frac{2}{\epsilon}} ((1 + \epsilon\phi)^2 - 1)^{1/2} \right]^{1/2} \quad (3.170)$$

式(3.170)是非线性一阶微分方程.根据雅可比椭圆函数,Howes求解了此方程.采用如下关系,式(3.170)可变换成积分形式:

$$\xi = \int_0^\phi d\xi = \left(\frac{8\mathcal{J}}{9} \right)^{-1/2} \left(\frac{\epsilon}{2} \right)^{1/4} g(\phi, \epsilon) \quad (3.171)$$

这里,参量 $g(\phi, \epsilon)$ 为

$$g(\phi, \epsilon) \equiv \int_0^\phi \frac{d\phi}{[e\phi(2 + e\phi)]^{1/4}} \quad (3.172)$$

式(3.172)中的积分可表达成雅可比椭圆函数形式.在阳极,无量纲位置是 $\xi = 1$,无量纲电势是 $\phi = 1$,因此,式(3.171)得出相对论交变电流密度

$$\mathcal{J} = \frac{J}{J_c} = \frac{9}{8} \sqrt{\frac{\epsilon}{2}} g^2(1, \epsilon) \quad (3.173)$$

将式(3.173)代回式(3.171),得出无量纲电势 ϕ 中对无量纲位置 ξ 的函数关系,及电流密度无关的隐函表达式

$$\xi = \frac{g(\phi, \epsilon)}{g(1, \epsilon)} \quad (3.174)$$

根据雅可比椭圆函数,式(3.172)中的积分有已知的解.定义

$$\frac{v}{c} \equiv \tanh(\omega) \quad (3.175)$$

利用式(3.165c),(3.166)和(3.168),则式(3.175)可写成

$$\omega = \cosh^{-1}(1 + \epsilon\phi) \quad (3.176)$$

如果将式(3.176)代入式(3.172),则参量 g 成为

$$g(\omega_1, \epsilon) = \epsilon^{-1} \int_0^{\omega_1} \sqrt{\sinh \omega} d\omega \quad (3.177)$$

这里, ω_1 是由式(3.176)在式(3.172)的上限所求的解.定义参数

$$\Psi = \cos^{-1} \left[\frac{1 - \sinh \omega_1}{1 + \sinh \omega_1} \right] \quad (3.178)$$

则式(3.177)的解可写为

$$g(\Psi, \epsilon) = \frac{2}{\epsilon} \left[\frac{\sin \Psi \sqrt{1 - \frac{1}{2} \sin^2 \Psi}}{(1 + \cos \Psi)} + \frac{1}{2} F(\Psi, 2^{-1/2}) + E(\Psi, 2^{-1/2}) \right] \quad (3.179)$$

其中, F 和 E 为第一和第二类不完全椭圆积分,至今一直采用 Byrd 和 Friedman(1954)的

符号;关于椭圆积分采用不同符号的其它资料可在 Abramowitz 和 Stegun 的“数学函数手册”(1964)中找到. 在列表范围 $0 \leq \phi \leq \pi/2$ 以外, 不完全椭圆积分为

$$\pm F(\Psi, 2^{-1/2}) = F(n\pi \pm \Psi, 2^{-1/2}) - 2nK \quad (3.180a)$$

$$\pm E(\Psi, 2^{-1/2}) = E(n\pi \pm \Psi, 2^{-1/2}) - 2nE \quad (3.180b)$$

这里 n 为整数, K 和 E 分别是第一类和第二类完全椭圆积分.

利用式(3.150)给出的阳极处的非相对论电子数密度 n_A , 且根据无量纲的电子数密度, 可写出无量纲的泊松方程(3.169), 前者可写为

$$N = \frac{n_e(x)}{n_A} = \mathcal{J} \frac{\sqrt{2}(1 + \epsilon\phi)}{\sqrt{\phi}(2 + \epsilon\phi)} \quad (3.181)$$

将式(3.173)的无量纲电流密度 \mathcal{J} 代入式(3.181), 得

$$n_e(\xi) = \frac{9}{8} \frac{n_A \epsilon g^2(1, \epsilon)(1 + \epsilon\phi)}{\sqrt{\epsilon\phi}(2 + \epsilon\phi)} \quad (3.182)$$

将式(3.181)代入式(3.167b), 然后从二极管的这头到那头对速度 $v(x)$ 积分, 就可导出穿过相对论二极管的电子渡越时间. 如果相对论渡越时间用式(3.164)的非相对论渡越时间 t_{sc} 无量纲化, 则无量纲的相对论渡越时间为

$$T \equiv \frac{t_r}{t_{sc}} = \left(\frac{2 + \epsilon}{2\mathcal{J}^2} \right)^{1/4} \quad (3.183)$$

若将式(3.173)的 \mathcal{J} 代入, 则相对论渡越时间成为

$$T \equiv \frac{t_r}{t_{sc}} = \frac{2}{3g(1, \epsilon)} \left(\frac{4(2 + \epsilon)}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (3.184)$$

当无量纲能量趋于零时, 就恢复非相对论极限 $T \rightarrow 1$, 且在 $\xi \rightarrow 1, N \rightarrow 1$. 总之, 由于电子速度逐渐趋于近光速, 因此渡越时间比非相对论时间长.

3.8 圆柱二极管理论

空间电荷限流理论的大多数应用均涉及一维结构和带电粒子束的加速. 一个重要的例外就是一些高功率工业用电子管, 一个空间电荷限流在圆柱结构中的应用.

3.8.1 圆柱二极管的特征

考虑示于图 3.34 的圆柱二极管结构, 它是具有圆柱加热电子发射阴极的轴对称真空管的代表, 此电子发射阴极半径为 r_c , 阳极半径 $r = a$, 阴、阳极间的电势为 V_0 . 电子一旦以零初速从阴极发射, 就在径向被加速, 且以等于电势 V_0 的能量到达阳极, 忽略角向和轴向的变化.

像平面二极管一样, 我们对两种极限情形感兴趣. 一是真空情形, 电极间的空间电荷密度为零; 另一种是空间电荷限制情形. 对于这两种情形, 边界条件都为

$$E(r_c) = 0 \quad (3.185a)$$

$$v(r_c) = 0 \quad (3.185b)$$

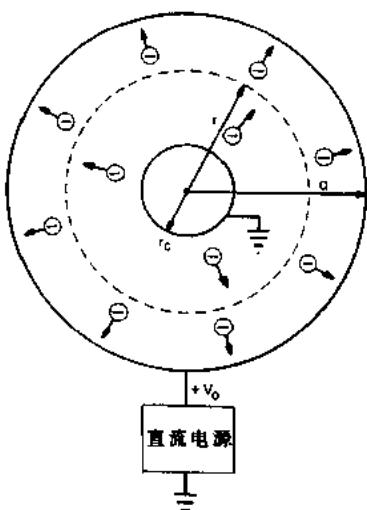


图 3.34 阴极半径 r_c , 维持在地电势 $V = 0$ 和阳极半径 $r = a$, 维持在电势 $+V_0$ 的轴对称、圆柱型空间电荷限制二极管示意图

$$V(r_c) = 0 \quad (3.185c)$$

$$V(a) = V_0 \quad (3.185d)$$

这些条件是在发射电极具有零电场和零初速的空间电荷限制平面二极管所采用的边界条件的圆柱等效。既然没有轴向或角向的变化，泊松方程可写为

$$\nabla^2 V = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) = -\frac{en_e}{\epsilon_0} \quad (3.186)$$

这里假设电子只存在于空间 $r_c \leq r \leq a$ 内。

3.8.2 真空下的工作

在“真空”情形中，式(3.186)中的电子数密度接近于零，式(3.186)的首次积分得

$$r \frac{dV}{dr} = C = \text{常量} \quad (3.187)$$

对式(3.187)再积分，由式(3.185)的圆柱边界条件求出常量，得出真空中两同心圆柱之间电势关系

$$V = V_0 \frac{\ln(r/r_c)}{\ln(a/r_c)} \quad (V) \quad (3.188)$$

取式(3.188)的径向导数，可得真空中电场为

$$E(r) = \frac{V_0}{r \ln(a/r_c)} \quad (V/m) \quad (3.189)$$

3.8.3 圆柱空间电荷限制电流

在圆柱空间电荷限流条件下，电子云从阴极向阳极的渡越中，使阴极表面的电场降至零。图 3.34 中半径 r 处的每单位长度的电流 J' 为

$$J' = 2\pi r J \quad (A/m) \quad (3.190)$$

既然阴极和阳极之间没有电子源或电子吸收，故 J' 不可能是半径的函数。应用连续性方程，给出电流密度 J 和每单位长度的电流 J' 之间的关系

$$J = \frac{J'}{2\pi r} = en_e(r)v(r) \quad (A/m^2) \quad (3.191)$$

如果电子以可忽略的初速从阴极发射，则从能量守恒可得电子在半径 r 处的径向速度为

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV(r) \quad (3.192)$$

解式(3.192)得 $v(r)$

$$v(r) = \sqrt{\frac{2eV(r)}{m}} \quad (3.193)$$

利用式(3.191)得到 $n_e(r)$ ，且将式(3.193)代入，得到

$$en_e(r) = \frac{J}{v(r)} = \frac{J'}{2\pi r} \sqrt{\frac{m}{2eV}} \quad (3.194)$$

将式(3.194)代入泊松方程(3.186)，得出

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) = \frac{J'}{2\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{1}{V^{3/2}} \quad (3.195)$$

式(3.195)是二阶非线性微分方程,没有(已知的)精确解析解.为处理此方程,需要变换其变量,以得到可解的问题.从式(3.188)的真空解得到的揭示,定义无量纲的径向变量

$$\rho = \ln(r/r_c) \quad (3.196a)$$

即得

$$\frac{d\rho}{dr} = \frac{1}{r} \quad (3.196b)$$

也采用无量纲参量 $\beta(\rho)$,其定义使圆柱空间电荷电流密度看起来尽可能地像平面情形的方程.

$$J = \frac{J'}{2\pi r} = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V^{3/2}}{r^2 \beta^2} \quad (\text{A/m}^2) \quad (3.197)$$

式(3.197)等效于定义 β 为

$$\beta^2 \equiv \frac{8\pi\epsilon_0}{9J'} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V^{3/2}}{r} \quad (3.198)$$

式(3.195)现在可转换至两参量 ρ 和 β .从式(3.196b)

$$r \frac{dV}{dr} = \frac{dV}{d\rho} \quad (3.199)$$

故泊松方程的左边成为

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) = \frac{1}{r} \frac{d^2V}{d\rho^2} \quad (3.200)$$

将式(3.200)和(3.198)代入式(3.195)得出

$$\frac{d^2V}{d\rho^2} = \frac{4}{9} \frac{V}{\beta^2} \quad (3.201)$$

取式(3.198)的对数,并对 ρ 求微分,得到

$$\frac{dV}{d\rho} = \frac{2}{3} V \left(1 + \frac{2}{\beta} \frac{d\beta}{d\rho} \right) \quad (3.202)$$

再对 ρ 微分式(3.202),且利用式(3.202)消去 $dV/d\rho$,得出

$$\frac{d^2V}{d\rho^2} = \frac{4V}{9} \left[1 + \frac{4}{\beta} \frac{d\beta}{d\rho} + \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{d\beta}{d\rho} \right)^2 + \frac{3}{\beta} \frac{d^2\beta}{d\rho^2} \right] \quad (3.203)$$

将式(3.203)代入式(3.201)得出等效的微分方程

$$3\beta \frac{d^2\beta}{d\rho^2} + \left(\frac{d\beta}{d\rho} \right)^2 + 4\beta \frac{d\beta}{d\rho} + \beta^2 = 1 \quad (3.204)$$

初看起来,式(3.204)并没有比式(3.195)有多大的改进,但它具有重要的特征,即它只含有参量 β 和 ρ ,因此 ρ 对 β^2 的解将是通用的.反之,式(3.195)的解却需要一族用 J' 作参数的曲线.

对于大的 r/r_c 值,朗谬(Langmuir)和康普顿(Compton)得到了以下的近似:他们忽略 $\left(\frac{d\beta}{d\rho} \right)^2$ 项,得出近似

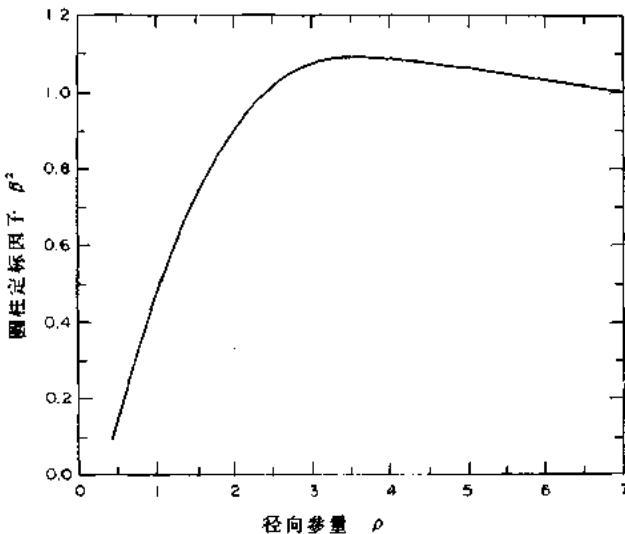


图 3.35 方程(3.204)的通解, 得到参数 β^2 对无量纲半径 ρ 的函数关系. 此解的近似由式(3.205)给出

$$\beta \approx 1 + 0.9769 \left(\frac{r_e}{r} \right)^{2/3} \sin \left[1.0854 \log_{10} \left(\frac{r}{11.93 r_e} \right) \right] \quad (3.205)$$

对于 $r/r_e \geq 50^*$, 此近似可用到 0.1%. 式(3.197)的精确数值绘于图 3.35 中.

3.8.4 圆柱二极管的工作

$r=a$ 处的阳极电流密度 J_A 可从式(3.197)计算,

$$J_A = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V_0^{3/2}}{a^2 \beta_A^2} \quad (\text{A/m}^2) \quad (3.206)$$

其中 β_A 从图 3.35 查得, 与其对应的阳极 ρ 的值为

$$\rho_A = \ln \left(\frac{a}{r_e} \right) \quad (3.207)$$

阳极和阴极之间, 半径 r 处的电流密度可用式(3.196a)和从图 3.35 获得的 r 处的 β^2 对应值求得.

径向电势分布 $V(r)$ 可从 J' 的不变性解得. 由式(3.144), (3.190)和(3.197), 得出

$$J' = 2\pi\chi \frac{(V(r))^{3/2}}{r\beta^2} = 2\pi\chi \frac{V_0^{3/2}}{a\beta_A^2} \quad (\text{A/m}) \quad (3.208)$$

解式(3.208)得电势的径向变化

$$V(r) = V_0 \left(\frac{r}{a} \right)^{2/3} \left(\frac{\beta}{\beta_A} \right)^{4/3} \quad (3.209)$$

此函数关系替代了与泊松方程的真空解对应的对数关系.

参 考 文 献

Abramowitz, M. and Stegun, I. A. (ed) 1964 *Handbook of Mathematical Functions* (National Bureau of Standards)

* 原书误为 $r/r_e \leq 50$. ——译者注

- Applied Mathematics Series, No. 55* (Washington, DC: U.S. Govt. Printing Office) LCCCN 64-60036.
- Byrd, P. F. and Friedman, M. D. 1954 *Handbook of Elliptic Integrals for Engineers and Physicists* (Berlin: Springer) pp 184 ff.
- Child, C. D. 1911 Discharge from Hot CaO *Phys. Rev. ser I* **32** 492–511.
- Cobine, J. D. 1958 *Gaseous Conductors* (New York: Dover Publications) pp 553 ff.
- Forrester, A. T. 1988 *Large Ion Beams—Fundamentals of Generation and Propagation* (New York: John Wiley) ISBN 0-471-62557-4.
- Glasstone, S. and Lovberg, R. H. 1960 *Controlled Thermonuclear Reactions* (New York: D Van Nostrand) p 139.
- Howes, W. L. 1966a One-Dimensional Space-Charge Theory. I Generalization *J. Appl. Phys.* **37** 137–8.
- 1966b One-Dimensional Space-Charge Theory. II Relativistic Child Law *J. Appl. Phys.* **37** 438–9.
- Roth, J. R. 1957 An Application of Particle Dynamics to the Measurement of Rocket Exhaust Velocity *American Rocket Society Annual Meeting* (6 December 1957) paper ARS S-57 (available through the AIAA).
- 1983 Ion Heating and Containment in an Electric Field Bumpy Torus (EFBT) Plasma *Nucl. Instrum. Methods* **207** 271–99.
- Van de Graaff, R. J. 1935 US Patent #1,991,236.

4 等离子体的特性

在第二章中,在微观或原子尺度下研究了普通气体的行为,这里,气体的单个粒子通过弹性刚球碰撞而相互作用。在第三章中,研究了在电场和磁场中带一种电荷的单粒子和集体运动。在本章中,将利用前几章的知识,对等离子体进行研究。在大多数工业应用中,等离子体是一种由正负带电粒子组成的、几乎是电中性的集合体,并强烈地与背景中性气体相互作用。等离子体中带电粒子的存在,使它对电场和磁场都有强烈的响应。毫无疑问,等离子体是一个没有任何本征张力或压力的介质,但受强大的电磁体积力作用。因此,等离子体的行为与固体、液体或气体的行为有本质的区别。在本章中,我们将讨论工业应用中颇为重要的某些等离子体的特性,并提供一些简单的推导以阐明有关的物理过程。有关等离子体原理更深入的讨论可在 Chen(1974), Kettani 和 Hoyaux(1973), 以及 Roth(1986) 的书中找到。

4.1 等离子体的整体特性

等离子体的整体特性,或任何别的电导体,可根据图 4.1 来进行讨论。图中,矩形导体板的横截面为 A ,长为 L ,电压 V 加在板轴向的两端,产生的电流为 I ,板两端的总电阻为 R 。

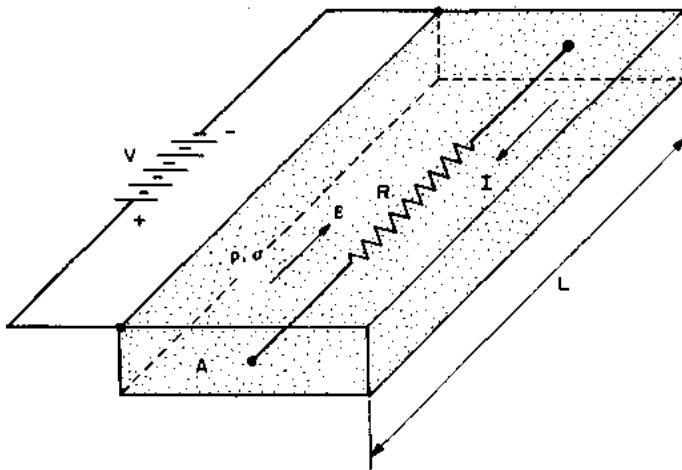


图 4.1 横截面为 A ,长为 L 的矩形导体板的整体电性能和特有电性能之间的关系

4.1.1 电阻和电导

图 4.1 中的导体板上流过的电流密度

$$J = \frac{I}{A} \quad (\text{A/m}^2) \quad (4.1)$$

为沿板轴向流过的电流除以其横截面积. 整体电阻率 ρ 与板的总电阻 $R(\Omega)$ 和其横截面积 A 有关, 即

$$\rho = \frac{RA}{L} \quad (\Omega\text{m}) \quad (4.2)$$

方程(4.2)给出的整体电阻率是此板材料的一种性质, 而与几何形状无关. 电阻率的单位在 SI 单位制中是欧姆米(Ωm). 电导率是电阻率的倒数, 给出为

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{L}{RA} \quad (4.3)$$

在 SI 单位制中, 电导率的单位是每米西门子(S/m), 西门子是欧姆的倒数.

在等离子体中, 图 4.1 中的电流由离子和电子共同形成, 如图 4.2 所示, 在外施电场中, 它们以相反方向运动. 图 4.2 表示一低压直流放电管, 其左端为阴极, 右端为阳极. 在此等离子体中, 离子和电子与中性本底气体碰撞, 从而达到沿管子轴向的稳态漂移速度. 图 4.2 中的电场指向左方, 使电子向右运动. 由于离子的质量大得多, 它们朝电场的方向以小得多的漂移速度向左运动. 离子由于其漂移速度低, 对轴向电流贡献也小. 任一种粒子的电流密度由下式给出:

$$J = e\Gamma \quad (\text{A/m}^2) \quad (4.4)$$

式中, 粒子通量 Γ 由粒子密度与其平均漂移速度 v_d 的乘积给出, 由此得电流密度

$$J = env_d \quad (\text{A/m}^2) \quad (4.5)$$

因此, 等离子体中的电流密度与载流粒子的平均漂移速度和粒子密度成正比.

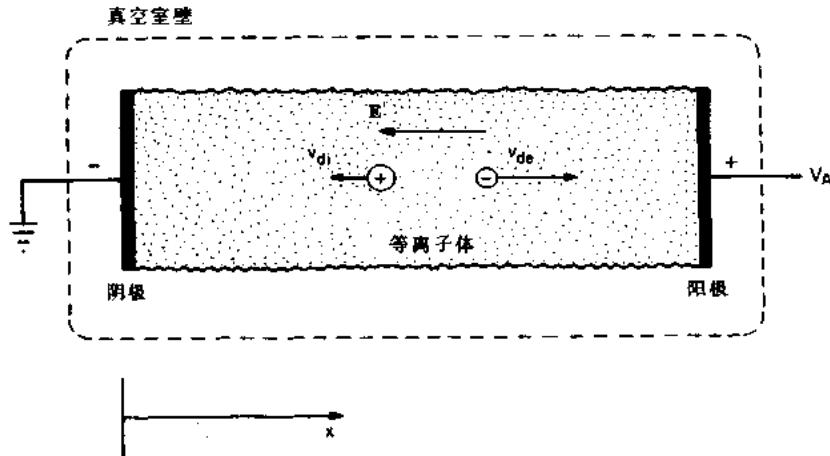


图 4.2 低压直流放电管中离子和电子的运动

图 4.2 所示的非磁化等离子体的欧姆定律给出为

$$J = \sigma E \quad (4.6)$$

式中 σ 为方程(4.3)给出的电导率. 将方程(4.5)代入方程(4.6), 可得电子漂移速度

$$V_{de} = \frac{\sigma}{en_e} E \quad (\text{m/s}) \quad (4.7)$$

此式表明, 电子漂移速度和轴向电场或等离子体的电导率之间有简单的正比关系.

一个电子在图 4.2 所示等离子体中的运动方程可写成

$$m_e \frac{dv_x}{dt} = eE \quad (N) \quad (4.8)$$

如对方程(4.8)积分一次,得沿等离子体轴向的时间和速度关系为

$$v_x = C + \frac{eE}{m_e} t \quad (4.9)$$

在洛伦兹等离子体中,图 4.2 中的电子被加速向右,并与中性本底气体不断碰撞。为便于推导,按照在每次碰撞后足以使电子在 x 方向失去其平均漂移速度 v_{de} 的平均碰撞来定义一碰撞间的平均时间 t_c ,或称碰撞时间。这一现象主要出现在与电场垂直的方向上,而且将更少的份额传给更重的中性气体原子(洛伦兹碰撞)。如果电子在一次平均碰撞中不损失其平均漂移速度,那么它将被从管子的一端加速至另一端,这与观察矛盾。

从方程(4.9),一次碰撞后,在 $t=0$ 时刻的电子速度给出为

$$v_x(t=0) = C \quad (4.10a)$$

在一次碰撞前, t_c 时刻的漂移速度为

$$v_x(t=t_c) = C + \frac{eE}{m_e} t_c \quad (4.10b)$$

既然,该电子在一平均碰撞中要损失其全部漂移速度,因此在一次平均碰撞时间内的轴向速度变化为

$$\Delta v_x = v_x(t=t_c) - v_x(t=0) = v_{de} = \frac{eE}{m_e} t_c \quad (4.11)$$

这就将等离子体中电子的碰撞时间和平均漂移速度联系了起来。将方程(4.9)在碰撞时间 t_c 内积分,就可得平均漂移速度

$$v_{de} = \frac{1}{t_c} \int_0^{t_c} v_x(t) dt \quad (4.12)$$

完成积分,并利用方程(4.11)的右边项,得

$$v_{de} = C + \frac{eE}{2m_e} t_c = C + \frac{1}{2} v_{de} \quad (4.13)$$

解得积分常数为

$$C = \frac{1}{2} v_{de} \quad (4.14)$$

将方程(4.14)代入方程(4.9),可得碰撞间的速度-时间关系为

$$v_x(t) = \frac{1}{2} v_{de} + \frac{eE}{2m_e} t \quad 0 \leq t \leq t_c \quad (4.15)$$

因此,一次碰撞后的速度给出为

$$v_x(t=0) = \frac{1}{2} v_{de} \quad (4.16a)$$

在下次碰撞前的速度正好等于

$$v_x(t=t_c) = \frac{3}{2} v_{de} \quad (4.16b)$$

速度与时间的函数关系示于图 4.3。刚在 $t=0$ 时刻碰撞过的电子,在 x 方向的平均速

度为平均漂移速度的 $1/2$. 电子被电场加速(假定不依赖于 x), 速度将线性地增加直到它达到平均漂移速度 v_{de} 的 $3/2$. 在时刻 $t=t_c$, 它将又一次碰撞, 损失其平均漂移速度, 以平均速度值一半的漂移速度重新开始加速, 如此周而复始. 很明显, 图 4.3 所示的情况是高度理想化的. 在真实的等离子体中, 不论是两次碰撞间的时间, 还是漂移速度的损失量, 从第一次碰撞到第二次碰撞都不会是一致的.

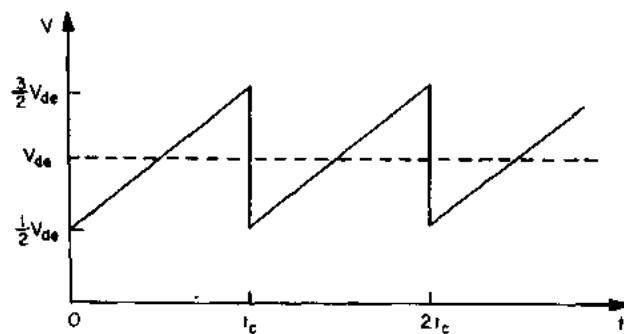


图 4.3 图 4.2 放电管中的电子经过几次碰撞后, 由方程 (4.15) 描述的理想化电子漂移速度

比较方程(4.7)与(4.11), 我们得出

$$v_{de} = \frac{eEt_c}{m_e} = \frac{e}{m_e\nu_{ce}}E = \frac{\sigma}{en_e}E \quad (\text{m/s}) \quad (4.17)$$

因此, 可用微观等离子体参数来表示电导率 σ , 即

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_{ce}} = \frac{1}{\rho} \quad (4.18)$$

此方程给出以电子密度和电子碰撞频率 ν_{ce} 表示的等离子体整体电导率, 其中用了方程(4.17)中用过的碰撞时间 t_c , 它等于碰撞频率的倒数.

方程(4.18)适用于洛伦兹等离子体, 其中电子与中性本底气体的碰撞起支配作用. 工业等离子体几乎都是洛伦兹的. 在电子只与每个电荷数均为 Z 的带电粒子碰撞的情况下, 整体电导率由以普林斯顿(Princeton)物理学家 Lyman Spitzer 名字命名的 Spitzer 电导率 σ_s 给出为

$$\sigma_s = \frac{51.6 \epsilon_0^2}{e^2 Z} \left(\frac{\pi}{m_e} \right)^{1/2} \frac{(kT_e)^{3/2}}{\ln \Lambda} \quad (\text{S/m}) \quad (4.19)$$

分母中的因子 $\ln \Lambda$ 是库仑对数

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{12\pi(\epsilon_0 k T_e)^{3/2}}{Z^2 e^3 n_e^{1/2}} \right) \quad (4.20)$$

方程(4.20)是等离子体特性的十分缓变的函数, 对于大多数工业等离子体, 其数值约为 14. 聚变研究和一些宇宙物理等离子体中起支配作用的是电子-电子库仑碰撞, 根据方程(4.19)给出的离子 Spitzer 电导率*, 对这种电子-电子碰撞的 Spitzer 电导率给出为

$$\sigma_{se} = \frac{Z\sigma_s}{2} \quad (\Omega m)^{-1} \quad (4.21)$$

* 原文中离子 Spitzer 电导率是指电子-离子碰撞支配的 Spitzer 电导率. ——译者注

4.1.2 迁移率

从方程(4.17),等离子体中任何粒子的平均漂移速度均可写成

$$v_d = \frac{e}{m\nu_e} E = \frac{\sigma}{en_e} E = \mu E \quad (4.22)$$

式中,量 μ 为迁移率,定义为

$$\mu \equiv \frac{e}{m\nu_e} \quad (\text{Cs/kg}) \quad (4.23)$$

在大多数工业等离子体中,在给定压力的中性本底气体下,迁移率是碰撞频率的函数,且近似保持为常数。因此,利用迁移率,我们可将漂移速度写成简单正比于电场的形式;必须赋予迁移率一适合于带电电荷和在电场中漂移速度方向的符号。由方程(4.22)中的最后两项,可得电导率和迁移率的关系如下:

$$\sigma = en_e \mu \quad (\text{S/m}) \quad (4.24)$$

4.1.3 等离子体的欧姆加热

图 4.2 所示等离子体中的电子从由外部电源维持的电场中获取能量,通过非弹性碰撞耗散能量,包括维持等离子体的电离和激发碰撞,这引起光发射而使等离子体可见(辉光放电)。此电子能量也消耗在与本底中性气体的弹性碰撞中,通过欧姆耗散加热气体。此过程产生的功率密度为

$$p = \rho J^2 = \frac{J^2}{\sigma} = \sigma E^2 \quad (\text{W/m}^3) \quad (4.25)$$

将方程(4.18)代入方程(4.25),对洛伦兹等离子体,可得

$$p_e = \frac{m_e \nu_{ce}}{e^2 n_e} J^2 = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_{ce}} E^2 \quad (\text{W/m}^3) \quad (4.26)$$

此式可适用于大多数工业等离子体。

在由库仑碰撞支配的等离子体中,*Spitzer* 电导率适用方程(4.25),得功率密度

$$p_e = \frac{e^2}{51.6 \epsilon_0} \left(\frac{m_e}{\pi} \right)^{1/2} \frac{J^2 \ln \Lambda}{(k T_e)^{3/2}} \quad (\text{W/m}^3) \quad (4.27)$$

对于由库仑碰撞支配的高温天体或聚变等离子体,方程 4.27 的结果多少有些意外。欧姆加热的功率密度反比于电子动力学温度的二分之三次方;然而,工业等离子体几乎从未达到这个范围。

4.1.4 能量转移频率

电导率 σ 和电阻率 ρ 最初用于描述均匀媒体,如固体电导体和液态金属。在这种媒体中, σ 和 ρ 为常量,与位置无关,它们仅作为常系数出现在描述媒体输运性质的微分方程中。在等离子体中,通常 σ 和 ρ 是位置的函数。从方程(4.18)可清楚地看到, σ 和 ρ 是电子密度、电子动力学温度和中性粒子密度的函数。在工业等离子体中,所有这些参数可以是并且经常是随位置变化的函数。在这种情况下, σ 和 ρ 损失了其大部分效用,因为对连续性、动量和能量流的微分方程,其系数是变化的,且通常是非线性的。如果假定 σ 和 ρ 在等离子体中为常数,电导率和电阻率的概念就会成为理解等离子体行为的障碍,除了空间变

化的问题外,射频等离子体与 σ 的关系是难以形象地表达的,常引起部分学生的困惑。

基于上述考虑,引入一新参数,即能量转移频率。方程(4.26)右边的项为等离子体功率密度,可写成

$$\begin{aligned} p &= \sigma E^2 = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_{ec}} E^2 = \frac{\epsilon_0}{2} E^2 \chi \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \chi \frac{2}{\nu_{ec}} \\ &= \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \frac{2 \omega_{pe}^2}{\nu_{ec}} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \nu_* \quad (\text{W/m}^3) \end{aligned} \quad (4.28)$$

等离子体中欧姆加热耗散的功率现可写为电场的静电能量密度, $\epsilon_0 E^2 / 2$ 和能量转移频率 ν_* 的乘积,能量转移频率为

$$\nu_* \equiv \frac{2 \omega_{pe}^2}{\nu_{ec}} = \frac{2 e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e \nu_{ec}} = \frac{2 \sigma}{\epsilon_0} \quad (\text{Hz}) \quad (4.29)$$

能量转移频率是指由外电源提供的静电能量密度传递给等离子体的频率。

4.1.5 磁化等离子体中的欧姆定律和体作用力

磁化等离子体中的电流密度可写成欧姆定律的一般形式

$$\mathbf{J} = \sigma [\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})] \quad (\text{A/m}^2) \quad (4.30)$$

式中,速度 \mathbf{v} 是带电粒子、包括等离子体的总宏观漂移速度,作用在等离子体上的体作用力给出为

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (\text{N/m}^3) \quad (4.31)$$

此力与磁感应和方程(4.30)给出的电流密度成直角。将方程(4.30)代入方程(4.31),利用矢量恒等式,可得体作用力

$$\mathbf{F} = \sigma (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) - \sigma B^2 \mathbf{v} + \sigma (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{B} \quad (4.32)$$

因此,作用于等离子体上的体作用力具有垂直于电场和磁场的分量,具有沿漂移速度和沿磁感应本身方向的分量。

4.2 等离子体的准中性

就等离子体本身而言,它具有变成为电中性的强烈倾向,故离子和电子的电荷密度几乎相等。此种情况称为准中性,是带相反电荷粒子间的强电作用的结果。等离子体中的电荷分离仅可能由外加电场或等离子体本身的内能(热能)来维持;由等离子体动力学温度维持的对电中性的最大偏离可估算出来。

让我们考虑一由几乎相等密度、每立方米 n_0 个粒子的电子和单电荷正离子构成的含能等离子体,如图 4.4 所示,在半径为 r 的球形区域内,此体积内的静电能由其包含的(假设为负的)剩余电荷量决定。此球表面的静电位给出为

$$V = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (\text{V}) \quad (4.33)$$

式中 Q 是球内的净电荷,此电荷由球体积乘剩余电荷密度给出,即 $e\delta n$,其中 e 为电子电荷,而 δn 为球内电子与(可能是多电荷的)离子密度之差

$$\delta n = n_e - Z n_i \ll n_0 \quad (4.34)$$

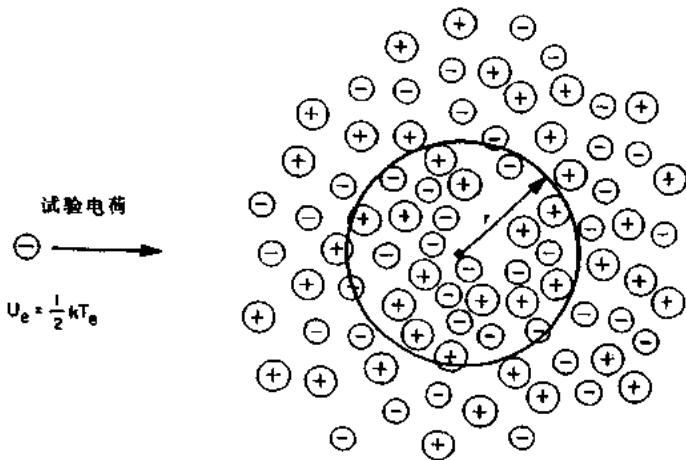


图 4.4 电子动力学温度为 T_e 的等离子体中半径为 r 的准中性球区域，具有能量为 $kT_e/2$ 的单电子从左面向球中心靠近

球表面的静电位为

$$V = \frac{\frac{4}{3}\pi r^3 e \delta n}{4\pi \epsilon_0 r} = \frac{r^2 e \delta n}{3\epsilon_0} \quad (V) \quad (4.35)$$

被推进净负电荷小球区域的一个电子所得到的能量可由方程(4.35)的静电位乘以电荷得到，即

$$U_e = eV = \frac{r^2 e^2 \delta n}{3\epsilon_0} \quad (4.36)$$

此能量可能仅来自与有限的动力学温度 T 有关的动能。电子运动的径向自由度与特征热能有关，给出为

$$U_e = \frac{1}{2} k T = \frac{1}{2} e T' \quad (4.37)$$

其中 k 为玻尔兹曼常量。将方程(4.37)代入方程(4.36)，可解出与电中性的相对偏离

$$\frac{\delta n}{n_0} = \frac{3T' \epsilon_0}{2e r^2 n_0} = 8.3 \times 10^7 \frac{T'}{n_0 r^2} \quad (4.38)$$

其中 T' 为用电子伏表示的动力学温度。

工业等离子体的密度近于 10^{16} m^{-3} , $T' \approx 10 \text{ eV}$; 此种等离子体其特征长度为 0.05 m 时，偏离电中性为十万分之几。因此，任何实际等离子体的体积将包含几乎恰恰相同的正负电荷量。此假设称为准中性，可允许假设 $Zn_i \approx n_i$ ，故在许多计算中不需要分别考虑离子或电子数。

4.3 静电玻尔兹曼方程

动力平衡的等离子体最终会到达静电位阱底部，并以最高密度在阱底形成云团，而且密度沿静电位能更高的方向作指数递减，这类似于地球引力势阱在大气中所发生的情况。当等离子体被约束在绝缘壁内时，快速运动和更快迁移的电子在壁上丢失，直到建立起表面电

荷,从等离子体中吸引足够的离子建立起双极性,维持稳态的离子和电子相等的束流.

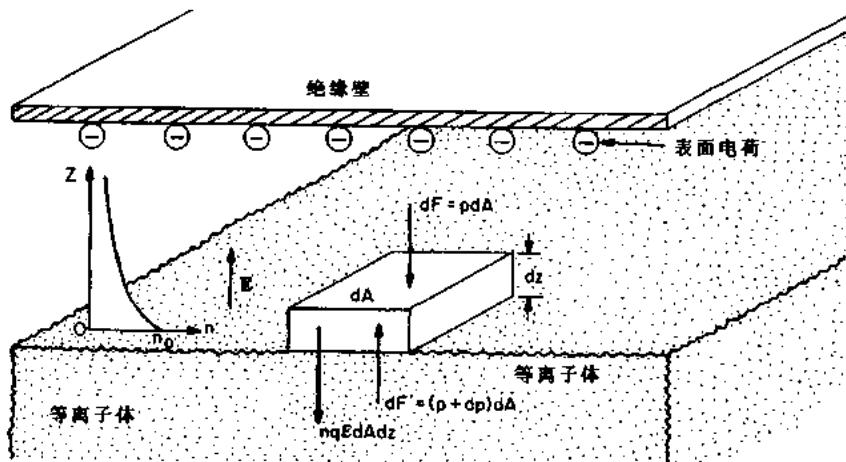


图 4.5 等离子体和绝缘壁之间的鞘层. 小盒内作用在带电粒子上的体积力为电场力、小盒上表面和下表面上粒子的动力压力之和

考虑图 4.5 的情况,在绝缘壁上有一个双极性负电位 V_0 和由等离子体区指向外的电场. 在等离子体表面考虑一横截面积为 dA , 高为 dZ 的微小盒体, 此盒内单个电荷上的作用力可给出为

$$\mathbf{f} = q\mathbf{E} \quad (\text{N}) \quad (4.39)$$

盒内同符号的带电粒子上的总作用力为

$$\mathbf{F} = n\mathbf{f}dAdZ = nq\mathbf{E}dAdZ \quad (\text{N}) \quad (4.40)$$

由全部负电荷作用在小盒顶部表面的动力压力为

$$p_1 = \frac{dF}{dA} = n_1 kT \quad (\text{N/m}^2) \quad (4.41)$$

方程(4.41)的右侧项是理想气体定律的表述.

在动力学平衡下, 作用在小盒上的力将平衡, 故

$$(p + dp)dA = pdA + nqEdAdZ \quad (4.42)$$

方程(4.42)左边的力是作用在小盒底部的等离子体的动力压力所产生的向上的力, 而方程(4.42)右边是由小盒上表面上的电子的动力压力以及由电场产生的作用在小盒内带电粒子上的体积力. 方程(4.42)可写成

$$dp = nqEdZ \quad (4.43)$$

将方程(4.41)右边项代入方程(4.43), 经整理可得

$$\frac{dp}{p} = \frac{qE}{kT} dZ \quad (4.44)$$

方程(4.44)可从等离子体的上表面, 此处 $Z=0, p=p_0, V=V_0$ 到小盒中的 Z 位置进行积分, 可得

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{p} = \ln p \Big|_{p_0}^p = \frac{q}{kT} \int_0^Z EdZ \quad (4.45)$$

电场可写为电位 V 的梯度

$$E = -|\nabla V| = -\frac{dV}{dZ} \quad (\text{V/m}) \quad (4.46)$$

用电子伏表示的动力学温度 T' 可写为

$$kT = eT' \quad (4.47)$$

将方程(4.46)及(4.47)代入方程(4.45)得

$$\ln \frac{p}{p_0} = -\frac{q}{kT} \int_{V_0}^V dV = \frac{V_0 - V}{T'} \quad (4.48)$$

因此,在静电位阱中的等离子体动力压力可写成

$$p = p_0 \exp \left[\frac{V_0 - V}{T'} \right] \quad (4.49)$$

方程(4.49)表明动力压力(正比于绝热等离子体的密度)沿静电位阱的底部增高。在图 4.5 中,电场将使电子离开壁而进入等离子体。因此等离子体被电子云团所包围,当接近壁时,其密度或动力压力作指数衰减。电子有限的动力学温度使某些电子在部分时间内在位阱内上升,其净效应是由方程(4.49)所描述的指数型电子云。这种静电捕获特性,在与等离子体有关的照明设备,如荧光管和等离子体反应器中是重要的,在这些设备中,等离子体和壁之间的电场由外部电源维持。

4.4 简单的静电等离子体鞘层

一个与等离子体接触的电极或壁,往往仅影响其最邻近的等离子体。除非在等离子体中有大的电流流动,或者,除非高度扰动,等离子体总趋向形成一表面鞘层,以使自己与外供电场屏蔽开。此特征屏蔽距离几乎等于等离子体与周围壁之间形成的鞘层厚度,如图 4.5 所示。

由泊松(Poisson)方程可得鞘层区域内的静电场为

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (4.50)$$

若方程(4.46)用作电场的定义,则方程(4.50)对于单电荷离子的等离子体就成为

$$\nabla^2 V = \frac{d^2 V}{dZ^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = +\frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0} \quad (4.51)$$

图 4.5 中考虑的是一维情况,电位 V 只是 Z 的函数。由于离子质量大得多,故认为其位置是严格固定的,从而给出为常数的本底, $n_i \approx n_0$ 。图 4.5 中小盒底部的电位取为零, $V_0 = 0$, 假定密度为 n_e 的电子可在更大质量的离子中间自由移动,这样方程(4.51)就变为

$$\frac{d^2 V}{dZ^2} \approx \frac{e}{\epsilon_0} (n_0 - n_e) \quad (4.52)$$

从前面有关准中性的讨论中,可很明显地见到, n_e 不能远离平均离子密度 n_0 , 仅只在受电子动力学温度影响时才能偏离。从方程(4.49),取 $V_0 = 0$, 得

$$n_e = n_0 \exp \left(-\frac{eV}{kT} \right) \quad (4.53)$$

代入方程(4.52),得

$$\frac{d^2 V}{dZ^2} \approx -\frac{n_0 e}{\epsilon_0} \left[\exp \left(-\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (4.54)$$

在 $Z=0$ 附近, 电位 V 较小, 作指数展开可得

$$\frac{d^2V}{dZ^2} \approx -\frac{n_0e}{\epsilon_0} \left(1 - \frac{eV}{kT} - 1 \right) = \frac{n_0e^2}{\epsilon_0 kT} V \quad (4.55)$$

方程(4.55)有解

$$V = V_0 \exp \left(\pm \frac{Z}{\lambda_d} \right) \quad (4.56)$$

这样, 等离子体被一指数鞘层所屏蔽, 它具有 $1/e$ 特征长度或屏蔽距离 λ_d 为

$$\lambda_d = \left(\frac{kT_e \epsilon_0}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (\text{m}) \quad (4.57)$$

参数 λ_d 称为德拜(Debye)屏蔽距离, 它是以在研究电介质时, 首先描述了 λ_d 的物理化学家 Peter J. W. Debye(1884~1966)的名字命名的. 如果动力学温度 T' 用电子伏表示, 密度用每立方米的电子数表示, 则方程(4.57)可表为

$$\lambda_d \approx 7434 \left(\frac{T'}{n_e} \right)^{1/2} \quad (\text{m}) \quad (4.58)$$

德拜屏蔽距离是在等离子体和电极间, 或等离子体与壁之间形成的鞘层的特征厚度. 动力学温度为 5eV, 密度为 10^{16} 粒子数/ m^3 的工业等离子体, 由方程(4.58)预期的德拜屏蔽距离大约为 0.17mm. 在相对静止的等离子体中, 其大部分积聚的自由能量被耗尽, 鞘层可能如方程(4.58)所预言的那么薄; 然而, 在回旋半径大于德拜屏蔽距离的磁化等离子体中, 或在载流的非磁化等离子体中, 或是高度湍性的等离子体, 特征鞘层厚度可能会更大些.

4.5 等离子体频率

考虑图 4.6 所示的两平行平板之间的等离子体极化. 左面的板接地, 右面的板通过快

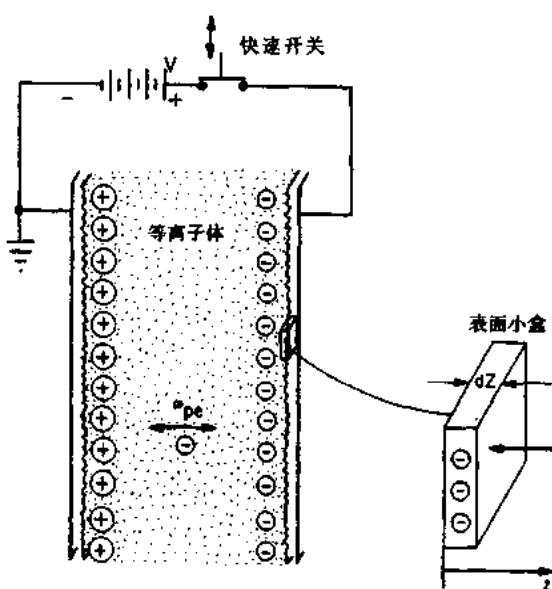


图 4.6 两平行平板电极之间的极化等离子体. 通过快速开关关断维持在电压 V_0 , 右下方为具有负表面电荷的等离子体表面上的小盒

速开关接至电位 $+V_0$. 等离子体将被极化, 右面的表面将被电子覆盖, 重的正离子将留在左面. 如果电位 V_0 用开关关断, 既然电子比离子轻得多, 就将被吸引至左面, 并将在相对不运动的正离子云中振荡, 直到它们的振荡运动被碰撞所阻尼. 现在来计算此振荡的频率.

如图 4.6 所示, 考虑在等离子体右表面上的小盒. 取 z 坐标垂直于小盒平面, 其原点在等离子体的表面上, 当等离子体极化时, 电子表面电荷驻留此处. 电场指向左面, 这是带正电的试验电荷运动的方向. 在此小盒上, 表面电荷密度 σ (不要与横截面或电导率的常用符号相混淆) 是

$$\sigma = neZ \quad (\text{C}/\text{m}^2) \quad (4.59)$$

表面电场与表面电荷密度的关系为

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{neZ}{\epsilon_0} \quad (\text{V/m}) \quad (4.60)$$

方程(4.60)的右边包含了方程(4.59). 极化电场将与外施电场相等, 但方向相反. 一质量为 m 的电子的运动方程给出为

$$m \frac{d^2Z}{dt^2} = -eE = -\frac{ne^2Z}{\epsilon_0} \quad (4.61)$$

方程(4.61)中出现的负号是因为作用在电子上的力指向 $-Z$ 方向. 此方程可写成

$$\frac{d^2Z}{dt^2} = -\left(\frac{ne^2}{m\epsilon_0}\right)Z \quad (4.62)$$

此微分方程描述了简单的简谐运动, 其频率是

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}} \quad (\text{rad/s}) \quad (4.63)$$

方程(4.63)是电子等离子体频率; 当电子被扰动时, 将以此频率在重的、不运动的离子中间振荡. 在很少情况下, 电子可以是不运动的(可能是由于强磁场导致不动), 而离子在固定不动的电子本底中振荡; 在这种情况下, 相应的频率就是离子等离子体频率. 这与方程(4.63)是等同的, 只是包含了离子质量而不是电子质量, 并在分子中的是离子电荷密度. 若等离子体密度用每立方米的粒子数表示, 则电子等离子体频率可给出为

$$\nu_{pe} = 8.980n_e^{1/2} \quad (\text{Hz}) \quad (4.64)$$

对工业等离子体, 其典型密度是 $n_e \approx 10^{16}$ 粒子数/ m^3 , 故 $\nu_{pe} \approx 0.898 \text{GHz}$.

由方程(4.63)给出的电子等离子体频率对等离子体中电磁辐射的传播是个临界值. 考虑如图 4.7 所示的等离子体薄板, 左下方的辐射源以频率 ω 向薄板发射电磁辐射, 此辐射的绝大部分将被反射或传输, 这取决于源频率 ω 和电子等离子体频率 ω_{pe} 之间的关系. 如果电磁辐射频率低于 ω_{pe} , 等离子体里的电子响应电磁波中的电场并从中吸取能量; 如果等离子体内存在碰撞或其它消耗过程, 电磁波受到阻尼, 波能转换成等离子体组分的动能. 入射波频率低于电子等离子体频率的另一结果是, 各个靠近等离子体表面的电子像微双极子那样作用, 将入射辐射再辐射, 将入射辐射从等离子体反射出去. 这是一个重要的效应, 使低频调幅波段的辐射从地球的电离层反射, 使频率低于电离层的电子等离子体频率的长距离通信得以实现.

如果如图 4.7 所示的入射电磁辐射频率高于电子等离子体频率, 电子的惯性太大, 以至于不能响应波的电场, 那么辐射将能通过等离子体传输, 而没有显著的反射或衰减. 对于超过 90MHz 的调频和电视波段, 在地球的电离层里, 产生这种穿透传输. 此现象对聚变等离子体也是重要的, 因为如果为诊断目的而探测等离子体或通过电子回旋共振加热来加热等离子体, 入射的辐射不被反射或衰减, 其频率必须高于电子等离子体频率^{*}.

如图 4.7 所示, 如果用频率为 ω 的电磁辐射照射等离子体, 就存在一临界电子密度, 低于此密度, 电磁辐射将通过板块传输. 如果电子密度超过此临界密度, 电磁辐射将被反射. 此临界密度是一个阈值, 在这点上的人射频率等于方程(4.63)给出的电子等离子体频率. 求解方程(4.63), 得临界密度

* 若等离子体频率过高, 波被反射而不能到达给定的电子回旋共振位置. ——译者注

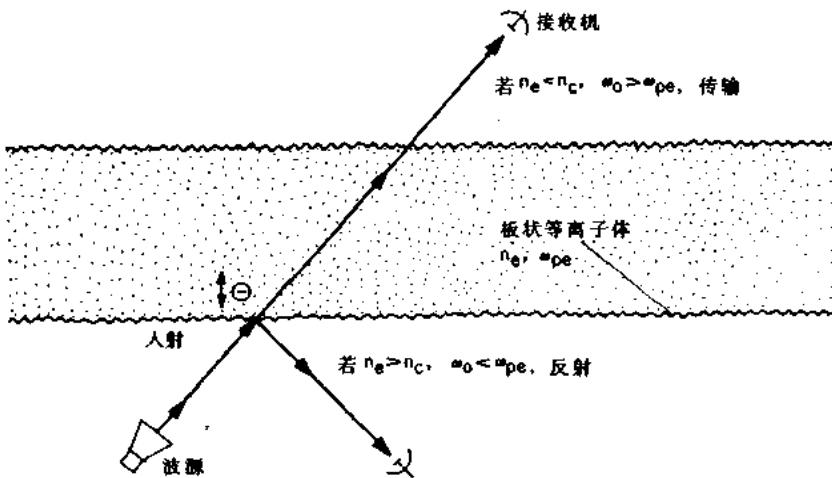


图 4.7 频率为 $\omega = \omega_0$ 的电磁辐射入射密度为 n_r 、电子等离子体频率为 ω_{pe} 的等离子体薄板。

入射辐射将被发射或通过此板传输,这取决于入射频率与板中电子等离子体频率之间的关系

$$n_c = \frac{\omega^2 m_e \epsilon_0}{e^2} = \frac{4\pi^2 m_e \epsilon_0}{e^2} v^2 \quad (\text{电子数}/\text{m}^3)^* \quad (4.65)$$

代入常数,可给出临界密度与入射频率的函数关系(用 Hz 表示)为

$$n_c = 1.2404 \times 10^{-2} v^2 \quad (\text{电子数}/\text{m}^3) \quad (4.66)$$

对用于商业及家用微波炉中的微波频率 2.45GHz,方程(4.66)给出临界电子密度为 7.45×10^{16} 电子数/ m^3 . 当电子密度超过此值,微波辐射将不穿透到等离子体内部,而只能加热其外表面很窄的区域.

在某些等离子体处理应用方面,用电子回旋共振加热产生并维持等离子体是简单和相当有效的. 为了以电场矢量垂直于约束磁场的异常模加热磁化等离子体,若要透入等离子体且加热整体等离子体,入射辐射的电子回旋频率必须高于电子等离子体频率. 对于电子回旋共振加热(ECRH),此要求的条件为

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} \geq \omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (4.67)$$

若将方程(4.67)的两边平方,可得电子密度必须低于一个值,此值仅是磁场 B (用 T 表示)的函数

$$n_e \leq \frac{\epsilon_0 B^2}{m_e} = 9.72 \times 10^{18} B^2 \quad (\text{电子数}/\text{m}^3) \quad (4.68)$$

方程(4.68)被认为是对密度为 n_e 的等离子体应用电子回旋共振加热时,磁感应应满足的必要条件.

* 这里 v 就是入射频率,等于 $\omega/2\pi$. ——译者注

4.6 沙哈(Saha)方程

在聚变研究^{*}和许多天体物理中,完全电离的等离子体能在未与其它状态的物质发生重要相互作用下存在。然而在工业应用中,通常有等离子体的带电粒子与中性本底气体、固体的边界,有时甚至与液体强烈地相互作用。当热能施加于气体,它变得越来越高度电离。在许多低压气体中,离子、电子和中性气体处于各自不同的动力学温度上,其混合体距热平衡甚远,必要条件是所有粒子在一共同温度上。在这样的等离子体中,必须从微观动力学来计算电离组分。

一些工业等离子体,包括工作在一个大气压的直流弧和射频等离子体炬,是处于或近于热平衡的,在此状态下,电子、离子和中性气体的温度是相同的。在这些条件下,由中性气体到完全电离等离子体状态的转变可由沙哈方程来描述,这是由印度天体物理学家Meghnad Saha(1893~1956)所推导的。此关系表明电子、离子和中性密度(n_0)之间的关系,给出为

$$\frac{n_e n_i}{n_0} = \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \frac{2g_i}{g_0} \exp\left(\frac{-eE'_i}{kT}\right) \quad (4.69)$$

式中 h 是普朗克(Planck)常量, T 是三种粒子的共同热力学温度, E'_i 是原子的电离电位, g_i 是离子基态的统计权重, g_0 为中性原子基态的统计权重。碱性金属等离子体的 g_i/g_0 比值约为 0.5, 其它气体约为 1 的量级。表 4.1 列出了选定气体的电离电位和统计权重。由于绝大多数工业等离子体是准中性的, n_i 等于 n_e , 故电离率 F 可写成

$$F \equiv \frac{n_e}{n_0} \quad (4.70)$$

根据理想气体定律,可用中性气体的压力和动力学温度代替中性气体密度 n_0

$$P_0 = n_0 k T \quad (4.71)$$

将方程(4.70)及(4.71)代入方程(4.69),得以动力学温度为函数的电离率 F

$$F^2 = \frac{(2\pi m_e)^{3/2} (kT)^{5/2}}{P_0 h^3} \frac{2g_i}{g_0} \exp\left(\frac{-eE'_i}{kT}\right) \quad (4.72)$$

表 4.1 选定气体的沙哈方程的参数

粒子	电离电位 E'_i (eV)	统计权重		粒子	电离电位 E'_i (eV)	统计权重	
		g_0	g_i			g_0	g_i
Li	5.39	2	1	Ne	15.76	1	6
Na	5.14	2	1	O ₂	12.05	3	4
K	4.34	2	1	N ₂	15.6	1	2
Cs	3.89	2	1	NO	9.26	8	1
He	24.58	1	2	CO	14.1	1	2
A	21.56	1	6				

* 核聚变等离子体也存在等离子体与器壁表面的强烈相互作用,而且是核聚变研究中极重要的一个研究内容。——译者注

4.7 等离子体中的扩散输运

由于工业等离子体比它们的周围热得多,为了以合理的输入功率有效地产生并维持它们,必须将它们有效地约束在一个限定的容积内.在本节,我们考虑等离子体的扩散输运机制.

4.7.1 Fick 扩散定律

在通常的流体和中性气体中,Fick 扩散定律

$$\Gamma = n v_d = - D \nabla n \quad (2.34)$$

可用来描述离子和电子在部分电离的等离子体中沿密度梯度向下输运.通常假设扩散系数 D 与位置无关,粒子扩散的平均自由程远远小于密度梯度的特征长度.这后一个假设在用于低于 1 托压力的工业等离子体中可能无效.

4.7.2 扩散支配的等离子体中的约束时间

考虑无源的或无泄漏的沿 Z 轴无梯度的柱对称等离子体(图 4.8)的粒子连续性方程,其中只发生简单的 Fick 扩散,且平均自由程和密度梯度特征长度之间的关系满足方程(2.33).在这种等离子体中,有

$$\nabla \cdot \Gamma = \frac{\partial n(r,t)}{\partial r} \quad (4.73)$$

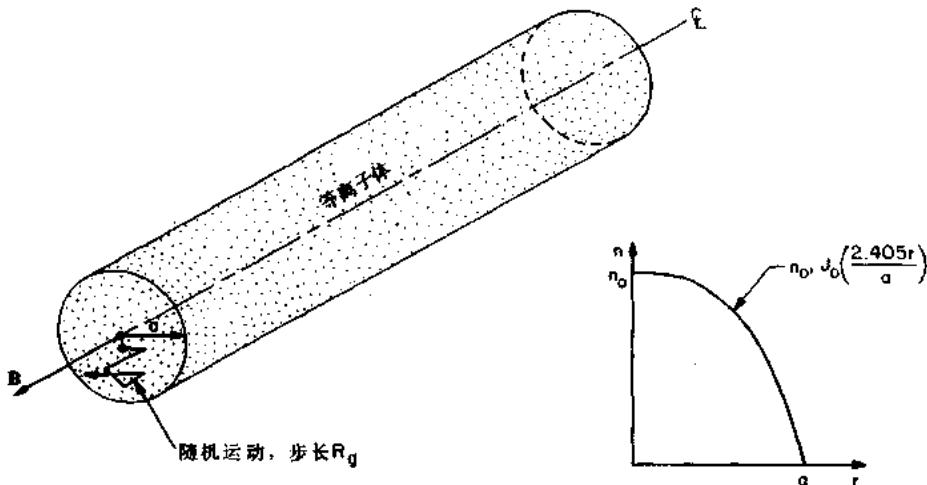


图 4.8 圆柱等离子体的径向扩散.在非磁化等离子体中,步长等于平均自由程;在磁化等离子体中,径向步长等于磁场中粒子的回旋半径

将时间和径向变量分离,若密度随时间衰减由方程(2.34)给出的简单 Fick 扩散认定,根据指数律得

$$n(r,t) = n(r)e^{-\Gamma t} \quad (4.74)$$

可从方程(4.73)得连续性方程

$$\nabla \cdot [D \nabla n(r)] = -\frac{n(r)}{\tau} \quad (4.75)$$

式中特征时间 $\tau = \tau_p$ 为等离子体中的粒子约束时间.

如果扩散系数 D 与位置无关, 且等离子体是一半径为 a 的轴对称圆柱体, 则连续性方程可写为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n}{\partial r} \right) + \frac{n}{r D} = 0 \quad (4.76)$$

这是贝塞尔方程的形式. 如果轴上的密度等于 n_0 , 若 $n(a) = 0$, 则径向密度剖面给出为

$$n(r, t) = n_0 J_0 \left(\frac{2.405r}{a} \right) e^{-rt/\tau} \quad (4.77)$$

式中, J_0 是零阶贝塞尔函数, 粒子约束时间给出为

$$\tau = \tau_p = \frac{a^2}{D(2.405)^2} \quad (4.78)$$

4.7.3 非磁化等离子体中的扩散系数

在非磁化等离子体中, 从高密度区到低密度区的电子与离子的扩散通常假设为由与本底中性气体的双体碰撞所支配. 此本底气体, 对碰撞粒子(洛伦兹气体), 或更进一步, 对等效碰撞时间 τ 与粒子的动量和能量均无关(Krook 模型)的洛伦兹碰撞来说, 就像一个能量与动量的无限吸收体.

扩散运输在非磁化等离子体中是一随机的运动, 其步长等于平均自由程. 如果粒子碰撞频率为 ν_c , 碰撞间经过的平均距离是 Δx , 扩散系数可近似地写为

$$D \sim \nu_c (\Delta x)^2 \quad (4.79)$$

在非磁化等离子体中, 距离 Δx 可等同于平均自由程 λ . 如果此平均自由程较密度梯度小得多, 从动力学理论观点(Sears and Salinger 1975), 可见扩散系数 D 给出为

$$D = \frac{1}{3} \nu_c \lambda^2 = \frac{1}{3} \bar{v} \lambda = \frac{1}{3} \bar{v}^2 \tau_c \quad (4.80)$$

其中 τ 为碰撞间隔时间, \bar{v} 是平均热速度.

4.7.4 磁化等离子体的经典扩散

以上讨论的径向运输过程是普通扩散的一个例子. 但是, 横越磁场的经典扩散是一种随机的运动, 其步长等于回旋半径. 经典扩散有些理论上的价值, 因为它代表最慢的速率, 在此速率上, 粒子能横越静磁场运输, 并在没有电场的情况下, 沿密度梯度向下扩散. 能影响被磁场约束的等离子体径向运输率的任何其它过程将导致高于经典值的径向运输率.

在横越磁场的经典扩散运输中, 粒子平均每次碰撞移动一个回旋半径, 因此在碰撞间横越磁场移动的径向距离, 方程(4.79)中的 Δx 等于回旋半径

$$\Delta x \approx R_s = \frac{m \bar{v}}{e B} = \frac{\bar{v}}{\omega_c} \quad (4.81)$$

式中, ω_c 为回旋频率. 垂直于磁场的扩散系数可给出为

$$D_{\perp} \approx \frac{\bar{v}^2}{\omega_c^2 \tau} = \frac{m^2 \bar{v}^2}{e^2 B^2 \tau} \quad (4.82)$$

式中 τ 为碰撞间的时间.

基于洛伦兹气体的 Krook 模型更细微的分析, 可得磁场中的张量扩散系数, 可写成

$$\mathbf{D} = D_0 \mathbf{T} \quad (4.83)$$

式中 \mathbf{T} 为输运矩阵, 定义为

$$\mathbf{T} = \begin{vmatrix} \frac{1}{1 + \omega_c^2 \tau^2} & -\frac{\omega_c \tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} & 0 \\ \frac{\omega_c \tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} & \frac{1}{1 + \omega_c^2 \tau^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (4.84)$$

这里 ω_c 为回旋频率, 离子为正, 电子为负; τ 是双体碰撞间的有效时间. 扩散矩阵的元素为

$$\mathbf{D} = \begin{vmatrix} D_{\perp} & -D_H & 0 \\ D_H & D_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & D_S \end{vmatrix} \quad (4.85)$$

其中 D_H 是 Hall 效应. 此扩散矩阵的各元素给出为

系数	ω 有限	$\omega_c \tau \rightarrow 0$	$\omega_c \tau \rightarrow \infty$ *	
$D_{\parallel} =$	$\frac{v^2 \tau}{3} = D_0$	D_0	D_0	(4.86a)
$D_{\perp} =$	$\frac{D_0}{1 + \omega_c^2 \tau^2}$	D_0	$\frac{D_0}{\omega_c^2 \tau^2}$	(4.86b)
$D_H =$	$\frac{D_0 \omega_c \tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2}$	0	$\frac{D_0}{\omega_c \tau}$	(4.86c)

方程(4.86)最后一列的前一项是碰撞极限, 当 $\omega_c \tau \rightarrow 0$ 时, 碰撞之间粒子的运动少于一个回旋轨道. 方程(4.86)的最后一列是 $\omega_c \tau \rightarrow \infty$ 时的无碰撞极限, 在双体碰撞之间, 粒子作许多次回旋轨道运动. 在无碰撞极限下, 垂直于磁场的扩散系数可写作

$$D_{\perp} \approx \frac{D_0}{\omega_c^2 \tau^2} = \frac{\bar{v}^2 m^2}{\tau e^2 B^2} \approx \frac{R_s^2}{\tau} \quad (4.87)$$

对于 Hall 项的扩散系数给出为

$$D_H \approx \frac{D_0}{\omega_c \tau} = \frac{\bar{v}^2 m}{e B} \approx R_s \bar{v} \quad (4.88)$$

强磁场中的无碰撞等离子体包含有离子和电子, 它们以不同的速率横越磁场运动. 在工业洛伦兹等离子体中, 电子比离子具有更大的横越磁场的扩散系数和扩散率. 因此, 在经典扩散理论的框架内, 电子控制了等离子体整体横越磁场的速率. 由此导出经典扩散系数

$$D_e \approx \frac{m_e k T_e}{e^2 B^2 \tau_e} \quad (4.89)$$

其中 τ_e 为电子-中性粒子碰撞时间.

若将此扩散系数代入方程(4.78), 可得到适用于经典扩散的粒子约束时间

* 原文误为 $\omega_c \tau \rightarrow 0$. ——译者注

$$\tau_{\text{c1}} = \frac{a^2}{D_{\text{c1}}(2.405)^2} = \frac{e^2 B^2 a^2 \tau_i}{m_i k T_i (2.405)^2} \quad (4.90)$$

4.7.5 磁化等离子体中的迁移率

一个重要的非扩散径向输运过程是迁移,外施电场驱使带电粒子横越或沿着磁力线运动。迁移通量,每平方米每秒粒子数,给出为

$$\Gamma_{\text{mob}} = n v_{\text{mob}} = n \mu \cdot E \quad (4.91)$$

式中, v_{mob} 是迁移率引起的漂移速度, μ 为迁移张量。根据方程(4.84)的输运矩阵, 迁移张量可写为

$$\Gamma_{\text{mob}} = n \mu_0 T \cdot E \quad (4.92)$$

式中迁移系数 μ_0 为

$$\mu_0 = \frac{q \tau}{m} \quad (4.93)$$

τ 为碰撞间的时间。方程(4.93)的迁移系数是一个带符号的量, 电子为负, 离子为正。

在等离子体中, 一种粒子的总通量由迁移和扩散通量的和给出为

$$\Gamma = n \mu \cdot E - D \cdot \nabla n = n \mu_0 T \cdot E - D_0 T \cdot \nabla n \quad (4.94)$$

这里, 迁移和扩散通量均按输运矩阵方程(4.84)写出。可以看到, 对一种带电粒子, 外加径向电场能阻止密度梯度驱动的向外扩散; 外加偏压的径向电场可对等离子体作功, 保持离子或电子很好地受到约束。在非磁化等离子体中, 鞘层中的电场通常起同样的作用, 导致双体扩散, 这将在下面讨论。

4.7.6 爱因斯坦关系

对于麦克斯韦(Maxwell)气体和非磁化等离子体, 方程(4.80)的扩散系数与方程(4.93)的迁移率之间的关系, 可通过两方程求解碰撞时间

$$\tau_c = \frac{3D}{\bar{v}^2} = \frac{m \mu}{q} \quad (4.95)$$

而得到。解方程(4.95), 并用方程(2.9)求平均热速度 \bar{v} , 可得扩散系数

$$D = \frac{m \bar{v}^2}{3q} \mu = \frac{8kT}{3\pi q} \mu \quad (4.96)$$

方程(4.96)为爱因斯坦(Albert Einstein)关系; 预示了扩散系数对迁移率的比值是动力学温度的线性函数。

4.7.7 Bohm 扩散系数

在第二次世界大战期间, 物理学家 David Bohm 提出了一个从经验推论的扩散系数, 用来描述某些电弧中等离子体的径向扩散。此 Bohm 扩散系数是

$$D_B = \frac{1}{16} \frac{k T_e}{e B} \quad (4.97)$$

它不包含碰撞频率或粒子密度, 比方程(4.89)给出的经典扩散对磁场的依赖较弱。代入方程(4.78), 由此扩散系数得约束时间

$$\tau_B = \frac{a^2}{D_B(2.405)^2} = \frac{16eBa^2}{(2.405)^2 kT_e} = 2.77 \frac{Ba^2}{T_e(eV)} \quad (s) \quad (4.98)$$

4.7.8 双极扩散

在照明器件和其它工业等离子体应用中,等离子体被绝缘壁包围,譬如说如图 4.5 所示的荧光管。由方程(4.93)可见,电子的迁移率比离子的要大得多,这是因为它们具有更小的质量。当等离子体开始在绝缘壁容器内产生时,有很多可移动的电子到达表面并堆积起负电荷。此负电荷的堆积不可能无限制地持续下去,随着时间的推延,壁上的负电荷变得足够大,足以从等离子体中吸引带相反电荷的离子通量。仅当到达绝缘壁的电子和离子通量相等时,等离子体才能达到稳态。描述此稳态的扩散系数,即双极扩散系数讨论如下:

在图 4.5 的简单一维图形中,方程(4.94)给出垂直射入表面的电子通量

$$\Gamma_e = -n_e \mu_e E = D_e \nabla n_e \quad (4.99)$$

到达表面的相等的离子通量给出为

$$\Gamma_i = +n_i \mu_i E = D_i \nabla n_i \quad (4.100)$$

稳态时, $\Gamma_e = \Gamma_i$,准中性假设电子和离子密度近似相等, $n_e = Zn_i = n$,从方程(4.100)减去方程(4.99),得维持稳态的双极电场

$$E = \frac{D_i - D_e}{\mu_e + \mu_i} \frac{\nabla n}{n} \quad (4.101)$$

将此双极性电场代入方程(4.99),得到达壁的粒子通量的表达式

$$\Gamma_e = \Gamma_i = \Gamma = -\frac{D_i \mu_e + D_e \mu_i}{\mu_e + \mu_i} \nabla n = -D_a \nabla n \quad (4.102)$$

其中 D_a 定义为双极扩散系数,给出为

$$D_a = \frac{D_i \mu_e + D_e \mu_i}{\mu_e + \mu_i} \quad (4.103)$$

在稳态时,被绝缘壁包围的等离子体具有方程(4.103)给出的有效扩散系数。由于电子迁移率起支配作用, $\mu_e >> \mu_i$,我们可忽略方程(4.103)分母中的离子迁移率,利用爱因斯坦关系(4.96),求得双极扩散系数和离子扩散系数间的关系

$$D_a \approx D_i \left(1 + \frac{D_e}{D_i} \frac{\mu_i}{\mu_e} \right) = D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \quad (4.104)$$

在多数工业等离子体中,由于电子温度比离子动力学温度高得多,故双极扩散系数比离子扩散系数大得多。

4.8 电子碰撞频率

在工业应用中,多数是部分电离的等离子体,其粒子、动量、能量和电荷输运性质由电子-中性粒子碰撞决定。由以上讨论可知,电子碰撞频率 ν_e 在确定等离子体功率耗散、能量转移频率和所有输运系数,包括扩散系数、迁移率、粘滞度、热传导和电导率参数中起重要作用。既然 ν_e 在等离子体输运性质中起根本的作用,那么概括地研究描述支配洛伦兹气体的电子-中性粒子的双极碰撞是很有用的。

4.8.1 气体的分类

按照气体的电子碰撞频率特性对气体进行如下的分类是有用的.

ν_e 与能量无关的气体. 有些气体, 其中某些是工业上常用的, 电子动力学温度 $3 \sim 30\text{eV}$ 范围内, 电子碰撞频率与能量无关. 用这些气体可作理论和实验比较(通常得到好的结果). 这些气体包括氢、光谱纯氦和称为 Hg 的气体, 它是氦和少量水银的混合物. 气体 Hg 中的电子成分不因非弹性激发而丧失能量, 仅仅损失水银原子的第一电离态.

惰性气体. 这些气体包括氖、氩、氪和氙. 它们易于被纯化, 不常参与等离子体化学反应或分离, 因此, 也极少参与会影响物理过程的测量. 因为这些性质, 关于其输运性质和用这些气体做的理论和实验的比较已有大量的文献.

空气. 由于在军事和工业上的广泛应用, 对空气等离子体的输运性质和行为已广泛地进行了研究. 掺入空气的数据可受到产生氮氧化物或臭氧的等离子体化学反应以及氧和氮分子分解的影响. 虽然在等离子体化学反应和分解方面确定结果的重复性相当困难, 但空气还是被广泛地研究, 在文献中可查到它的输运性质.

其它气体. 已发表的有关电子碰撞频率和气体输运性质的数据, 95%以上用于前面讲过的气体. 有关其它气体的数据很少, 往往未经不同研究者的交叉检验, 而且, 所报道的数据常常由于污染物或混合物间的等离子体化学反应或等离子体表面的相互作用而更加复杂.

4.8.2 数据表

关于不同气体的电子碰撞频率已有相当多的数据, 这些资料对那些不太熟悉深奥的原子物理文献, 而对单纯需要一些数据作特殊应用的人来说, 这的确是个宝库. 有关电子-中性粒子碰撞的较早文献的一个共同问题是: 在 50 年代中前期, 很多实验用的真空系统严重地被水银蒸气所污染, 此污染来自水银扩散泵或用来测量真空室压力的 McLeod 真空计. 在研究中即使是少量水银蒸气的存在也可能导致输运性质方面的误差, 其范围从系数 2 到几个数量级.

有关电子-中性粒子相互作用的碰撞物理过程在 McDaniel 的经典书《电离气体中的碰撞现象》(1964) 中有精辟讨论; 书中同时也对此书出版时已用的实验数据作了极好的关键性的讨论. 其它有关电子-中性粒子截面的资料可参阅 Sanborn C Brown(1967) 和 MacDonald(1966) 的书.

表 4.2 低本底中性气体温度下, 不同气体种类的动量转移碰撞率(取自文献 Vidmar(1990))

气体种类	$\nu/N [10^{-14}\text{m}^3\text{s}^{-1}]$			气体种类	$\nu/N [10^{-14}\text{m}^3\text{s}^{-1}]$		
	T = 300K	500K	1000K		T = 300K	500K	1000K
N_2	0.594	0.959	1.77	Ne	0.07	0.118	0.217
O_2	0.286	0.437	0.804	Ar	0.220	0.146	0.094
CO_2	10.05	9.68	7.48	Kr	1.775	1.315	0.713
H_2O	77.90	56.25	34.6	Xe	5.29	3.81	1.90
He	0.763	1.01	1.50	干燥空气	0.529	0.845	1.550

注: N 是气体密度, 单位为 m^{-3} .

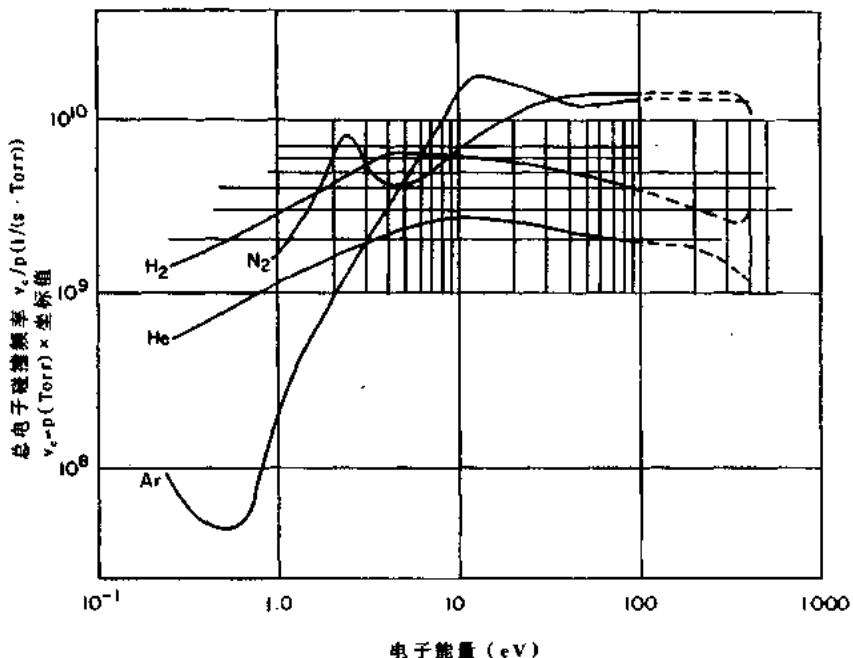


图 4.9 用每秒托分之碰撞数表示的各种气体的有效碰撞频率,取自 Geller 和 Hosea (1968)(注意,氢气的 Ramsauer 最小值低于 1eV)

图 4.9 汇集了在氩、氮、氢和氖中的电子-中性粒子碰撞频率,这些取自 Geller 和 Hosea (1968) 未发表的实验室报告. 通过坐标值乘以本底气体压力(以托计),就可得到气体的碰撞频率. 另一有用的数据表示如表 4.2 和 4.3, 它们来自 Vidmar (1990) 最近发表的报告. 表 4.2 示出在室温及稍高于室温的不同气体的动量转移碰撞率. 由于 Ramsauer 效应, 对于低电子动力学温度下的惰性气体, 这些数据给出非常低的碰撞频率, 此表中的数据也给出非常大的水分子电子散射截面. 表 4.3 所示为空气中的电子碰撞率与海平面以上海拔高度间的函数关系, 并对应于非常低的电子动力学温度, 正如人们能在所标海拔高度的大气中所遇到的一样.

发生在低电子动力学温度的一个重要现象是 Ramsauer 效应, 由此作为量子力学效应的结果, 某些气体的碰撞截面在低电子动力学温度下降到非常低的值. 在图 4.9 中, Ramsauer 效应以氩气为例来说明, 在约 0.5eV 时, 给出了非常低的电子-中性粒子碰撞截面. 虽然 Ramsauer 效应常与较重的稀有气体相联系, 但它也能在某些分子气体中发生, 包括氮氧化物.

图 4.10 所示为用托表示的压力与海拔高度的函数关系, 横座标用千米表示. 近乎直线的函数反映了一个事实: 直到非常高的海拔, 地球大气是几乎绝热的. 在通常 300K 的实验室温度下, 中性粒子密度和用托为单位的压力之间(附录 D 中给出)的关系为

$$n_0 = 3.220 \times 10^{22} p(\text{Torr}) \quad (\text{原子数}/\text{m}^3) \quad (4.105)$$

表 4.3 三个本底气体温度下, 空气中的碰撞率对地球表面海拔高度的函数关系(数据取自文献 Vidmar (1990))

海拔高度(km)	压力(Torr)	动量转移(碰撞数/s)		
		T=300K	500K	1000K
0	760	466×10^9	417×10^9	425×10^9
3.44	500	103	121	180
10	200	23.6	37.6	72.0
14.5	100	12.1	19.3	37.1
18.9	50	6.07	9.70	18.6
24.8	20	2.38	3.90	7.27
29.4	10	1.18	1.87	3.57
34	5	0.584	0.914	1.73
40.7	2	0.272	0.382	0.672
45.9	1	0.215	0.248	0.365
51.5	500×10^{-3}	122×10^6	134×10^6	189×10^6
58.6	200	26.7	37.8	67.1
63.7	100	11.8	18.3	34.4
68.7	50	5.92	9.42	18.0
74.7	20	2.49	3.98	7.64
77.3	10	1.27	2.03	3.89
83.5	5	0.662	1.06	2.03
88.7	2	0.257	0.411	0.789
91.4	1.32	0.161	0.258	0.494

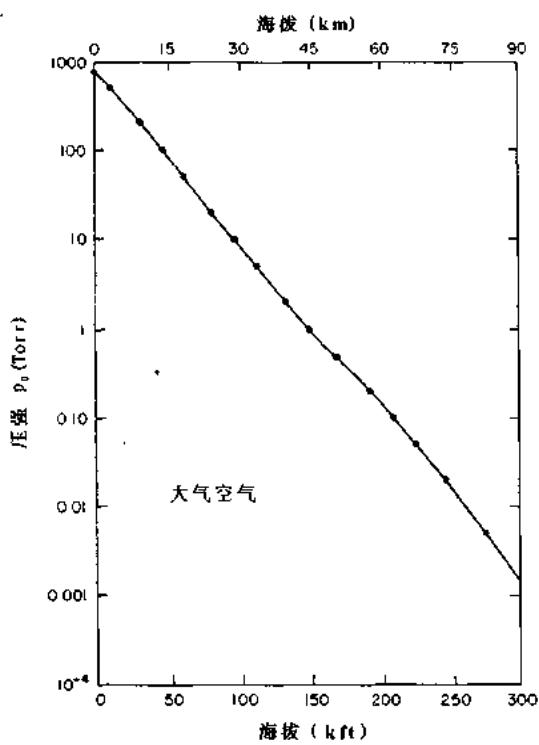


图 4.10 地球大气中, 以托表示的空气压力与海拔高度的函数关系

4.9 低压放电

4.9.1 经典几何位形

绝大多数放电物理的早期研究是在经典低压放电管上完成的,如图 4.11 所示。此管子是霓虹广告灯和荧光灯管的原型,它包括一个抽空的玻璃管,在两端有接至高压直流电源的圆形电极。改变镇流电阻 R ,能描绘出一个高度非线性的电流-电压特性。在等离子体中,电子向阳极迁移,而正离子移向阴极,它们都频繁地与中性本底气体碰撞。

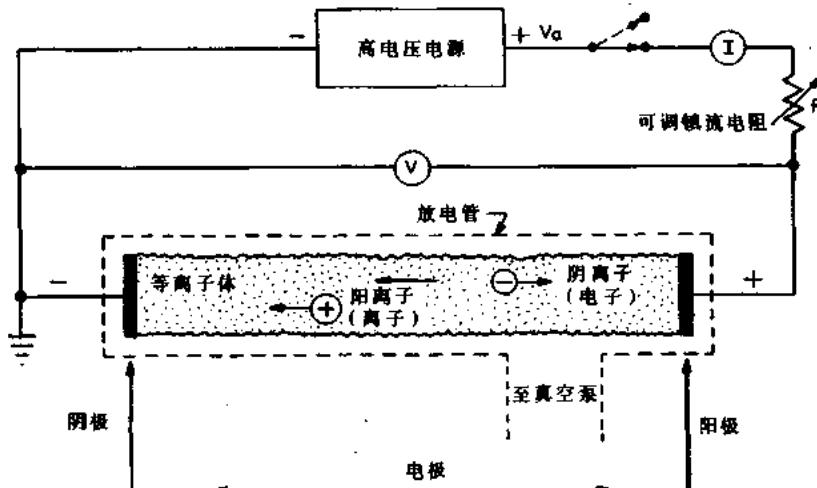


图 4.11 低压放电管示意图

4.9.2 电压-电流特性

表 4.4 列出了直流低压放电的电压-电流工作区,图 4.12 给出了电压-电流图。若在如图 4.11 所示的低压放电管中升高电压 V ,同时测量放电电流 I ,将画出如图 4.12 所示的高度非线性的电压-电流曲线;起始于左下方的极低电压,在曲线上 A,B 间的区域是本底电离区,不断升高电压就描出一个由宇宙射线和其它形式的电离本底辐射所产生的越来越多的单个离子和电子的电流。

表 4.4 低压直流放电管的电压-电流区

- | |
|---------------|
| (1) 暗放电 |
| (A) 本底电离 |
| (B) 饱和区 |
| (C) 汤生区 |
| (D) 电晕区 |
| (E) 电击穿 |
| (2) 辉光放电 |
| (A) 正常辉光放电 |
| (B) 异常辉光放电 |
| (3) 电弧放电 |
| (A) 辉光至弧光区的跃度 |
| (B) 非热电弧 |
| (C) 热电弧 |

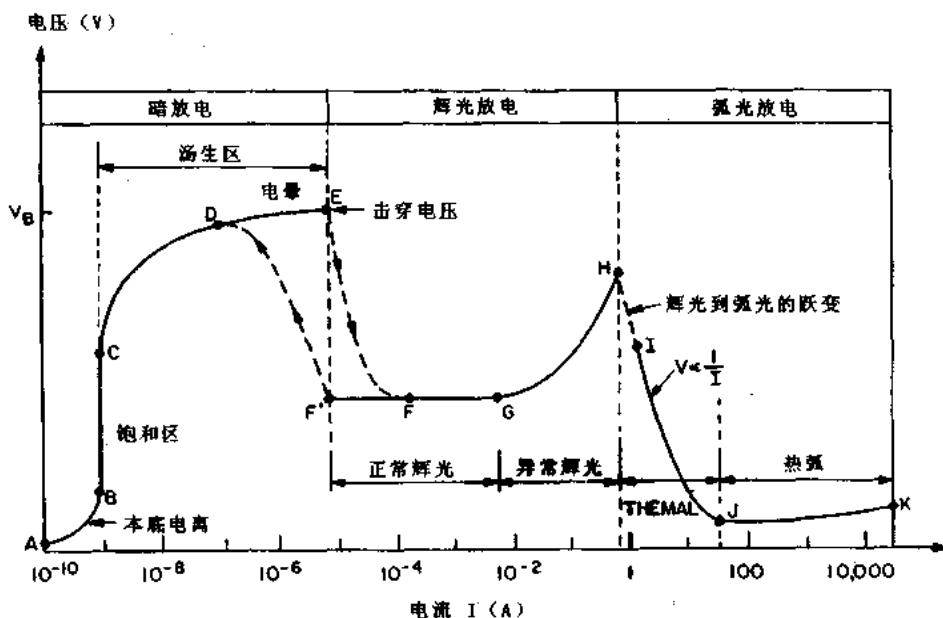


图 4.12 直流低压放电管的电压-电流特性

在 B 和 C 间的饱和区,由本底辐射所产生的所有离子和电子从放电区中逸出,电子并不具有产生新电离的足够能量.从 C 到 E 的区为汤生(Townsend)区,放电容器中的电子从电场得到足够的能量,使它们能电离一些中性本底气体,在电压增高时导致电流非常迅速地指数上升.在 D 和 E 之间将发生单极电晕放电,这是由于在尖端、尖边缘或粗糙的电极表面的局部电场集中而引起的;这些强的局部电场超过了周围中性气体的击穿强度.当电压增加至 E 点的电压 V_B 时,发生电击穿.在电压-电流特性上,A 和 E 之间的区被称为“暗放电”,因为除了电晕放电和电火花击穿本身外,放电是肉眼看不到的.

一旦在 E 点发生电击穿,放电转变为辉光放电,电流足够高,激发的中性气体数量足够多,等离子体肉眼可见.经从 E 点到 F 点的非连续转变之后,进入电压-电流特性的正常辉光区域,在放电电流变化几个数量级的范围内,放电电压几乎和电流无关.当电流从 F 增长到 G,阴极被等离子体占据的部分增加,直到 G 点,等离子体覆盖了整个阴极表面.从 G 到 H,放电进入异常辉光放电区,电压随电流的增加而增高.如果从曲线的 G 点开始向左移动,正常情况下可看到在电流-电压特性上有一滞后,它不再跟随电流-电压特性从 F 到 E 变化,此放电本身将维持正常辉光放电方式到 F',此处电流和电流密度比 F 点低得多,然后跃迁返回汤生区.

在 H 点,阴极上的电流密度高得足以加热阴极至白灼,触发非连续的辉光至弧光的跃变,如 H 和 I 间的虚线所示.在此跃变之后,放电稳定在 I 和 K 间的某点,这取决于直流电源的内阻.从 I 到 K 的弧光区,当电流增加时放电电压降低,到 J 点,达到大电流,此后电压再次随增长的电流缓慢地增高.I 和 J 之间是非热弧光区,电流增加电压下降,在此处电子、离子和气体温度是不等的.在 J 和 K 间的正斜率部分是热弧区,此区的等离子体接近热力学平衡,所有粒子的温度近似相等.

4.10 等离子体电源

直流(DC)、交流(AC)或射频(RF)电源都用于产生工业用等离子体。这些应用包括DC和AC各单频以及整个电磁谱中从1kHz到10GHz所确定的频带。通用的等离子体反应器的基本组成如图4.13所示。DC和AC等离子体反应器有一电源直接与反应器相连。因此，在直流电源（通常对DC和RF等离子体都应用于千伏电压）与反应器之间，为RF运行需要加进附加部件，与DC和AC等离子体反应器相比，所有这些都增加了附加的费用，以及运行与可靠性的附加问题。

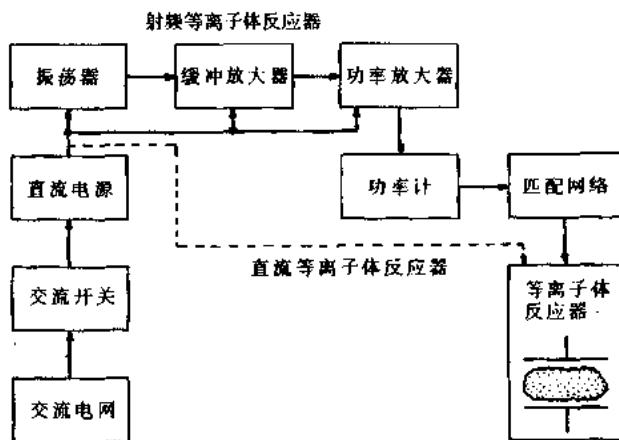


图4.13 平行平板辉光放电等离子体反应器的电源供给。虚线表示DC辉光放电等离子体的功率流；实线箭头表示RF辉光放电产生的功率流

附加的价格，以及RF源及等离子体反应器的复杂性必须按照其工作优点进行评价。下列优点已经为很多工业应用所认可。

(1) 沉积在等离子体内的RF功率转换为位移电流，不是真的电流。这意味着更少的电子和离子轰击电极；通过真空室壁功率耦合较少；电极加热较少；没有或者弱得多的直流电弧电极喷注；较低的损失和壁复合，这些都是因为从等离子体中丢失电子和离子的减少机制。

(2) 通常，已经证实RF产生的等离子体比等效DC或AC等离子体可更稳定地运行，特别是电极效应方面和它可以在没有某些DC或AC放电中出现的那种放电模式的跃变。

(3) RF等离子体可提供比具有相同电子密度的等效DC或AC等离子体源更高的电子动力学温度，这将有利于需要增加自由基的场合，如等离子体化学反应或分解，以及电离反应。

(4) RF产生的等离子体常常比具有相同体积和密度的等效DC或AC等离子体有更高的电气效率，部分原因是它们有更低的电极损失。

4.10.1 电源频段

由国际电信联合会(ITU)制定的标准频率/波长带如表4.5所示(Book 1987).重要的工业等离子体工程应用(与通信应用重叠)占用从1kHz到至少3GHz.可用的射频功率非常概略地表示在图4.14上,沿顶部为ITU制定的频段,大约在200W以下,除了照明器件和电子测试仪器,很少有重要的工业应用.

表4.5 按ITU标准划定的频率/波长带(Book 1987)

频段	频率范围		波长范围	
	上频	下频	下限	上限
ULF ^{a)}		10Hz	3mm	
ELF ^{a)}	10Hz	3kHz	100km	3Mm
VLF	3kHz	30kHz	10km	100km
LF	30kHz	300kHz	1km	10km
MF	300kHz	3MHz	100m	1km
HF	3MHz	30MHz	10m	100m
VHF	30MHz	300MHz	1m	10m
UHF	300MHz	3GHz	1cm	1m
SHF ^{b)}	3GHz	30GHz	1cm	10cm
S	2.6	3.95	7.6	11.5
G	3.95	5.85	5.1	7.6
J	5.3	8.2	3.7	5.7
H	7.05	10.0	3.0	4.25
X	8.2	12.4	2.4	3.7
M	10.0	15.0	2.0	3.0
P	12.4	18.0	1.67	2.4
K	18.0	26.5	1.1	1.67
R	26.5	40.0	0.75	1.1
EHF	30GHz	300GHz	1mm	1cm
亚毫米波	300GHz	3THz	100mm	1mm
红外	3THz	430THz	700mm	100mm
可见光	430THz	750THz	400mm	700nm
紫外光	750THz	30PHz	10nm	400nm
X射线	30PHz	3EHz	100pm	10nm
伽马射线	3EHz	--	--	100pm

a)ULF和ELF间的界限有不同的定义.

b)SHF(微波)频段如表列可更细地划分.

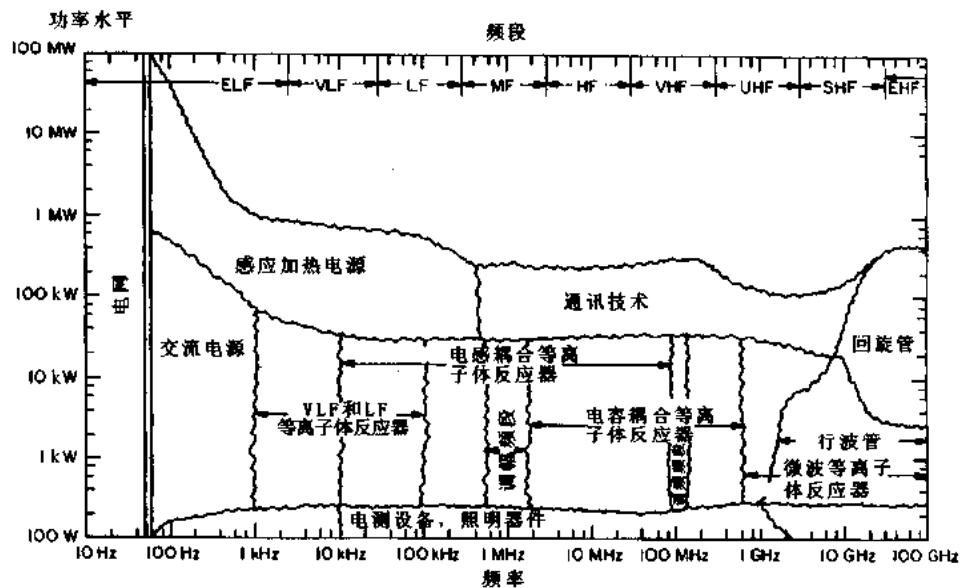


图 4.14 可用的无线电频率功率. 这表示了“复活”RF 功率源作为输出功率水平和频率的函数的近似可用性

4.10.2 可供应用的功率源

人们感兴趣的工业应用电源等级最小的大约 200W, 可能高到 50kW, 有些工业应用需高至 1MW. 图 4.14 中的封闭区域包括已有市场应用的“复活”技术. 在大多数频段中, 50kW 以上的“复活”单元可用, 但大都用于通信而不是产生工业等离子体. 工业 RF 功率应用的划分是任意的, 但为了明确起见, 而且由于通常用某些不同技术来区分频段, 因此在这儿连同那些特殊分配的频率, 将频段划分为表 4.6 所示. AC, VLF, LF 和微波频段均按其频率范围划定如表 4.5 所示. 感性和容性等离子体反应器仅按照其功率耦合技术来表示, 两者均有相当宽的频率范围, 包括部分或全部列入表 4.5 的几个频带.

表 4.6 商用 RF 功率源

频率	频段	功率	频率	频段	功率
10~200kHz	VLF, LF	500W~30kW	200MHz(日本)	VHF	至 300kW
450kHz	MF	1kW~250kW	0.915GHz	UHF	1kW~50kW
13.56MHz	HF	200W~30kW	2.45GHz	UHF	300W~6kW
27.12MHz	HF	300W~30kW			

4.10.3 电源供给技术

图 4.13 所示为典型的 RF 等离子体反应器的方框图, 包含几个在 DC 等离子体反应器系统中不需要的元件. 即使有可变的输出功率和可变负载阻抗, 振荡器-放大器也必须保持在指定的频率. 在某些频带, 技术上可能是困难的和(或是)昂贵的, 这是工业等离子体和通信应用间的一个原则区别. 后者, RF 源正常工作于一个恒定阻抗, 譬如固定天线, 并有恒定功率输出.

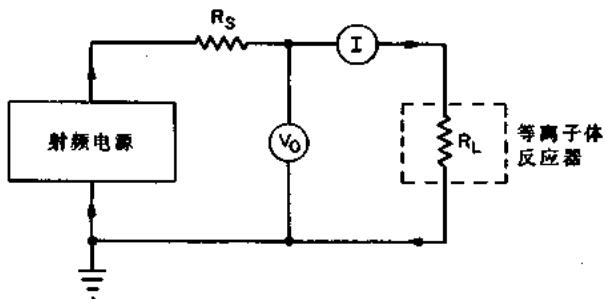


图 4.15 源和等离子体反应器阻抗都是纯阻性的
简单电路的阻抗匹配

因为等离子体反应器通常是个可变负载,故需要有阻抗匹配网络.在图 4.15 中,源和负载都是纯阻性(两者事实上均有复杂的阻抗,但这对以下的讨论几乎没有影响).在图 4.15 中被负载吸收的功率给出为

$$P_L = I^2 R_L = \frac{V_0^2 R_L}{(R_L + R_s)^2} \quad (\text{W}) \quad (4.106)$$

如果源阻抗 R_s 和输出电压 V_0 固定,在用“复活”设备的一般情况下,通过调整负载电阻 R_L ,可使传输到负载的功率达到最大,这样,

$$\frac{dP_L}{dR_L} = 0 = \frac{2V_0^2(R_s - R_L)}{(R_s + R_L)^3} \quad (4.107)$$

当

$$R_s = R_L \quad (\Omega) \quad (4.108)$$

时,可满足方程(4.107),在此点,从方程(4.106)可解得释放到负载的最大功率为

$$P_L = \frac{V_0^2}{4R_s} \quad (\text{W}) \quad (4.109)$$

在图 4.15,等离子体反应器不仅包括产生的等离子体负载,还包括可变阻抗匹配网络,用于调节以满足方程(4.107)的最小化过程.

将方程(4.109)的最大功率传输与虚构的 $R_s=0$ 的“理想化”电源比较(如一大电池组),从方程(4.106),令 $R_s=0$,得

$$P_L = \frac{V_0^2}{R_L} \quad (\text{W}) \quad (4.110)$$

这样,在最佳阻抗匹配条件下,输至纯电阻等离子体反应器的功率仅为理想电源的 25%.具有复合阻抗的实际电路的阻抗匹配可能改进系数 0.25,即使采用优化阻抗匹配,但人们通常不愿支付比传输至负载实际功率更高功率的供给费用.商用源通常设计为一标准负载 $R_s=50\Omega$,虽然其它阻抗离此值不太远,也可被采用.

4.10.4 输入功率的相对价格

根据有限来源得到的不同频段的 DC, AC 和 RF 功率源的估价作出的粗略估计归纳于表 4.7. 注意, 对每瓦来说,RF 功率比 DC 功率贵 5~10 倍,而其用途则应按运行或产品质量的优点来选定,其中某些优点已在前面讨论过.

表 4.7 不同频段和用于各类等离子体反应器的
RF 功率源的粗略估价(单位: \$ /W)

频 段	粗略估价 (\$ /W)	频 段	粗略估价 (\$ /W)
(1) DC	0.20~1.00	(1) 感性等离子体反应器	0.50~3.00
(2) AC 功率源	0.05~0.50	(5) 容性等离子体反应器	1.00~3.00
(3) VLF 和 LF 等离子体反应器	0.20~1.00	(6) 微波等离子体反应器	0.50~3.00

4.10.5 运行限制

在高功率工业应用中只能使用很有限的频带。美国联邦通信委员会(FCC)为高功率工业应用保留了适当的频率,其中许多是国际标准,某些频率为 400kHz、450kHz、3.0MHz、13.56MHz、27.12MHz、0.915GHz、2.45GHz,但这些并不代表范围很广的清单,这些是大多数高功率工业 RF 功率源可供实用的工作频率。

除了这些分配的频率外,RF 功率源的应用带来很多与职业和公共安全有关的常规限制。应用高电压、高功率 RF 激励引起了下列安全问题:

(1) RF 弧,尤其在 10kHz 量级的低频,与外加电压相同的 DC 弧相比,RF 弧能在长得多的距离上击穿并维持。例如,在 10kHz,一个仅 5kV rms 的电源能在比 1.5cm 长的长度上维持一稳态弧。

(2) 必须有高压 RF 屏蔽,因为某些 RF 等离子体反应器可以像无线电天线那样在源辐射场中的导体上感应出危险的高压。

(3) 谐波产生和频率漂移不应产生射频干扰(RFI),因它将干扰配给频率之外的其它应用系统。若频率漂移或谐波成为问题,就须作足够的屏蔽。

(4) 职业性曝露于 RF 功率通量中的工作人员的安全。这领域的职业安全标准是个非常恼火的问题,因为对此职业性公害,美国标准比许多其它国家高 100 倍或更高些。现行的美国标准是 1982 年制定的,如图 4.16 所示。在 2.45GHz 微波炉频率,此职业标准为 5mW/cm²;在频率 100MHz 附近,此标准为 1mW/cm²。这些标准正在评估中,看来,职业安全极限和公众曝露剂量,不久会被设定为 1mW/cm² 或更低。

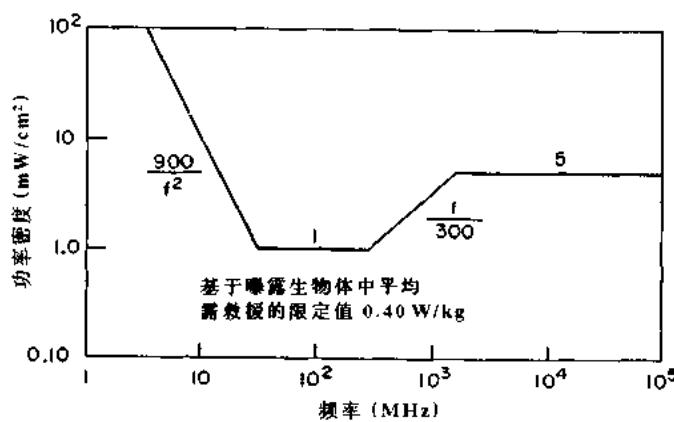


图 4.16 美国国家标准研究所 1982 年制定的
RF 辐射曝露剂量极限值(C95.1)

参 考 文 献

- Book, D. L. 1987 *NRL Plasma Formulary-1987* NRL Publication 0084-4040 (Washington, DC: Naval Research Laboratory).
- Brown, S. C. 1967 *Basic Data of Plasma Physics*, 1966 (Cambridge, MA: MIT Press) LCCN 67-15601.
- Chen, F. F. 1974 *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion vol 1 Plasma Physics* 2nd edn (New York: Plenum).
- Geller, R. and Hosea, J. 1968 *Electron Collision Frequencies Report EUR-CEA-FC-495*, Grenoble.
- Kettani, M. A. and Hoyaux, M. F. 1973 *Plasma Engineering* (New York: John Wiley) ISBN 0-470-17330-1.
- MacDonald, A. D. 1966 *Microwave Breakdown in Gases* (New York: John Wiley) LCCN 66-22841.
- McDaniel, E. W. 1964 *Collision Phenomena in Ionized Gases* (New York: John Wiley) LCCN 64-13219, p 19.
- Roth, J. R. 1986 *Introduction to Fusion Energy* (Charlottesville, VA: Ibis Publishing) ISBN 0-935005-07-2.
- Sears, F. W. and Salinger, G. L. 1975 *Thermodynamics, Kinetic Theory, and Statistical Thermodynamics* 3rd edn (Reading, MA: Addison-Wesley) ISBN 0-201-06894-X.
- Vidmar, R. J. 1990 *Plasma Cloaking Air Chemistry, Broadband Absorption, and Plasma Generation* Final Report, SRI Project 8656 (Menlo Park, CA: SRI International).

5 电子源和电子束

前面四章,包括工业等离子体工程领域的导论,一些有关动力学理论、带电粒子动力学和等离子体物理基本概念的评述,这些都是等离子体工业应用的基础.在第1卷余下的九章中,这些原理将按表1.1的分类被应用于工业等离子体源和反应器.本章将包括电子源和电子束,下一章将给出离子源和离子束.第7章将简单介绍离子辐射源,第8章到第10章将讨论直流等离子体源和反应器.最后三章用于讨论射频等离子体源和反应器.

5.1 热电子发射源

真空管和许多其它真空电子器件需要从阴极发射电子,其电流密度达到 Child 律极限.电子源包括加热灯丝、光电发射、场发射、中空阴极和二次电子发射. 加热灯丝和中空阴极源是应用得最广泛的电子源. 离子同电子一样,也能从热的难熔金属表面发射. Forrester (1988)已讨论了表面离子发射,在此我们仅讨论用难熔金属制作的加热灯丝的电子热发射.

5.1.1 热发射物理

金属中的电子捕获在位阱中,如图 5.1 所示,此位阱的深度等于功函数 ϕ . 金属中可运动的电子有能宽 ϕ_m ,给出总的能宽为 $\phi_b = \phi + \phi_m$. 在图 5.1 中,金属表面位于用影线指示的位置. 要使一个电子逸出金属,它必须克服 ϕ 电子伏的位垒;在室温下,这一般是不会发生的. 在高温下,若超过 1000K,金属中的电子得到足够的热能,以致其中能量较高的电子达到位势 ϕ 并从金属中逸出.

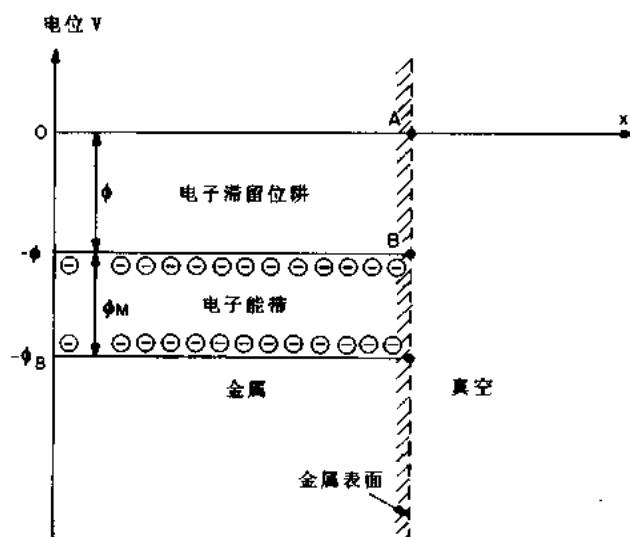


图 5.1 用影线表示的靠近金属表面电子的电位-距离关系图. 电位 ϕ 为功函数, 是电子要离开金属必须从热能或其它源获取的电位

5.1.2 Richardson 方程

从统计力学得到,在温度 T 下,电子表面发射由 Richardson 方程给出(Richardson and Young 1925),

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) \quad (A/m^2) \quad (5.1)$$

其中 T 为表面温度,参数 A 是发射常数,功函数 ϕ 是在 $T=0K$ 的金属中使电子逸出金属所必须的最小能量,用电子伏表示. 电子从阴极表面依据 Richardson 方程的发射,称之为热发射. 实验上决定常数 A 和 ϕ 是通过测量在若干温度 T 时从金属表面发射的电流密度 J ,然后将 J/T^2 作为 $1/T$ 的函数画在半对数 Richardson 图上,如图 5.2 所示. 功函数从此图直线的斜率求得,常数 A 从垂直于轴的交点截取.

统计力学理论预测,对所有金属, Richardson 方程中的参数 A 可给出为

$$A = \frac{4\pi mek^2}{h^3} = 1.2 \times 10^6 \quad (A/(m^2 K^2)) \quad (5.2)$$

此通用的常数值 A 与实验的不符,因为某些金属的实验值只有它的一半那么大. 参数 A 的特征值如表 5.1 所示,取自 Forrester(1988),功函数值取自化学和物理手册(Weast et al. 1988)对于清洁的难熔金属,参数 A 的范围为 $30 \times 10^4 < A < 200 \times 10^4 A/(m^2 K^2)$. 特殊的热发射体包括低功函数的钡掺钨和低功函数的钽铌加上氧化电阻.

表 5.1 有代表性的热发射数据

金属	$A(A/(m^2 K^2))$	$\phi(V)$	金属	$A(A/(m^2 K^2))$	$\phi(V)$
Wa	70.0×10^4	4.55	Cr	48.0×10^4	4.50
Ta	55.0×10^4	4.25	Ba on W	1.5×10^4	1.56
Ni	30.0×10^4	5.15	Cs on W	3.2×10^4	1.36
Cs	160.0×10^4	2.14	C	...	5.0
Pt	32.0×10^4	5.65			

在热发射阴极的空间电荷限制二极管中,电子流可被限制到小于 Child 律的值;这可通过控制阴极工作温度使发射电流小于空间电荷限制电流密度 J_C . 如图 5.3 所示,其中 T_1, T_2 和 T_3 是逐渐升高的阴极温度,电流密度与二极管两端电压 V_0 的相关直线是 Child 律电流.

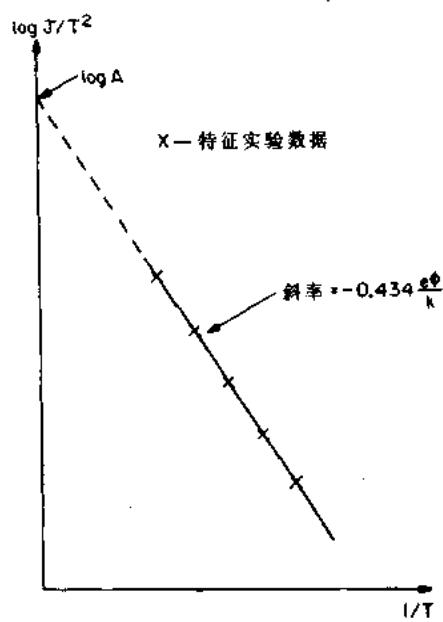


图 5.2 Richardson 图,由电流密度除以温度的平方作为参数 $1/T$ 的函数,在对数坐标中画出. 通过实验数据画出的直线与垂直轴的交点给出 Richardson 方程中的常数 A , 斜率给出材料的功函数

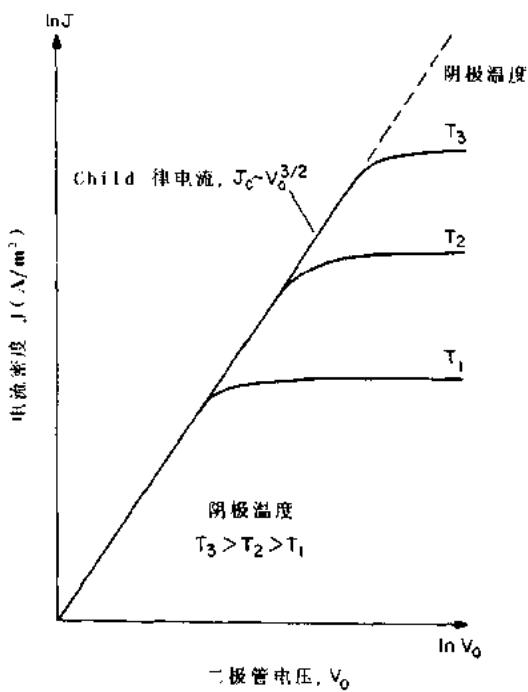


图 5.3 在三个逐级递增的阴极温度 T_1 , T_2 和 T_3 下, 在有热发射阴极的空间电荷限制的二极管中流过的电流密度的对数与二极管两端电压 V_0 的函数关系

作为电子发射体, 加热灯丝具有的优点是, 技术成熟, 易于制作, 无需气流维持其工作; 作为电子源, 其缺点是寿命短, 用以制作灯丝的难熔材料易受化学侵袭, 灯丝消耗功率高而产生冷却方面的难题.

5.2 光电发射源

5.2.1 光电效应

使电子从固体中发射出来的第二种方式是通过光电效应, 如图 5.4 所示, 电子从入射的电磁辐射得到足够的能量以克服固体材料的功函数 ϕ . 为了发生此过程, 入射辐射频率必须超过由下式给出的光电阈值 ν_{\min} :

$$\nu_{\min} = \frac{e\phi}{h} \quad (\text{Hz}) \quad (5.3)$$

对表 5.1 所示的碱金属, 其阈值 ν_{\min} 是在频谱的可见光部分, 在强可见光源的照射下有可观的电子发射. 对几乎所有其它金属和绝缘体, $4\text{eV} < \phi < 5\text{eV}$, 因此, 为了观察光电效应, 需要紫外辐射的强光源. 从表面发射的电子能量由爱因斯坦 (Albert Einstein) 光电方程给出

$$\epsilon = h(\nu - \nu_{\min}) \quad (\text{J}) \quad (5.4)$$

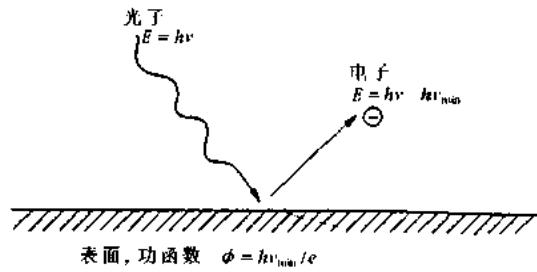


图 5.4 具有功函数 ϕ 的表面光电子发射.

5.2.2 光电子电流密度

假设入射辐射有频率 $\nu=\nu_{\min}$ 和功率通量 $S(\text{W}/\text{m}^2)$, 就可计算光电发射的电子电流密度的上限, 从而给出光电子的通量为

$$\Gamma_e = \frac{s}{e\varepsilon'_{\min}} = \frac{s}{h\nu_{\min}} = \frac{s}{e\phi} \quad (\text{电子数}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})) \quad (5.5)$$

这些电子的电流密度为

$$J_e = e\Gamma_e = \frac{s}{\phi} \quad (\text{A}/\text{m}^2) \quad (5.6)$$

对于一般水平的照明, 如太阳, 其常数 $S=1338\text{W}/\text{m}^2$, 特征功函数 $\phi=1.5\text{eV}$, 则电子电流密度 $J_e \approx 93\text{mA}/\text{cm}^2$. 若有一 $S=10^8\text{W}/\text{m}^2$ 的强紫外光源, 表面功函数 $\phi=4.5\text{eV}$, 则电子电流密度将高达 $2200\text{A}/\text{cm}^2$.

5.2.3 应用

紫外光源强度的实际限制使光电效应只能用于汤生区的稳定暗放电、稳定辉光放电和启动电极间的电击穿. 由于紫外激光器在工业等离子体应用方面已可实用, 光电发射可能在热阴极或强电场不便使用的地方成为热或场致发射的有用替代. 同样, 光发射阴极可在室温下工作, 在很多应用中, 这是个有利之点.

5.3 场致发射源

场致发射源的工作原理是靠施加在金属(或绝缘体)上的高电场产生的静电力使电子逸出表面的. 考虑一半径为 R 的小半球, 升至电压 V_0 , 如图 5.5 所示, 尖端表面的电场为

$$E = \frac{V_0}{R} \quad (\text{V}/\text{m}) \quad (5.7)$$

在曲率半径 $R=10^{-6}\text{m}$ 的尖端施加 $V_0=10\text{kV}$ 的电压并不太困难, 尖端的电场可达 $10^{10}\text{V}/\text{m}$, 足以产生场致发射.

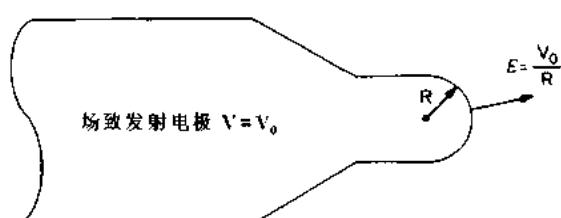


图 5.5 半径为 R 、负电位为 V_0 的微细点的场致电子发射; 其表面电场由外加电压除以尖端的有效半径而得

5.3.1 场致发射物理

如果方程(5.7)给出的电场足够高,电子将被场致发射拉出表面,其物理机制如图5.6所示。图示为金属或绝缘体中电子的能级图,其中电子能带由于功函数 ϕ 而下拉至低于参考电压。施加的强电场在金属表面以上形成随距离变化的电位分布,由直线ACD给出。在C点外,金属外面的电子将有一低于它在金属内的电位;这提供了从B到C直接通过材料表面势垒的量子隧道效应的驱动力。Fowler和Nordheim(1928),以及Fowler(1933)研究了此过程,推导了场致发射的电流密度,

$$J_f = CE^2 \exp\left(-\frac{D}{E}\right) \quad (\text{A/m}^2) \quad (5.8)$$

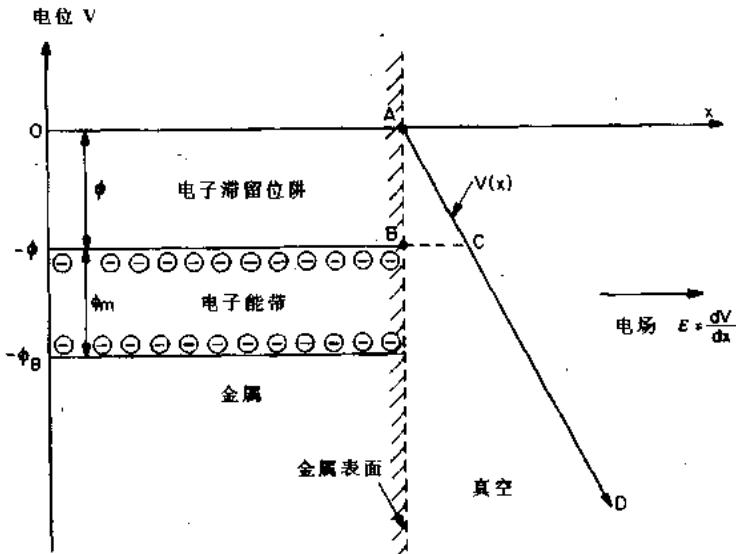


图 5.6 金属表面的电位-距离关系图,影线给出一个很强的电场。在表面上,电位作为距离的函数如斜线AD所示。如果电场足够强,而距离CD足够小,则在导带内的电子能穿过势垒BAC而被强电场拉出固体物质。

若 ϕ 的单位为eV,则常量C由下式给出为

$$C = \frac{e^2 \phi_m^{1/2}}{2\pi h \phi_b \phi^{1/2}} = 6.16 \times 10^{-6} \times \frac{1}{\phi_b} \sqrt{\frac{\phi_m}{\phi}} \quad (\text{A/V}^2) \quad (5.9)$$

常量D为

$$D = \frac{8\pi}{3h} (2me)^{1/2} \phi^{3/2} = 6.83 \times 10^9 \times \phi^{3/2} \quad (\text{V/m}) \quad (5.10)$$

从图5.6,有

$$\phi_b = \phi + \phi_m \quad (5.11)$$

其中 ϕ 是金属的功函数, ϕ_m 是电位带。电位带 ϕ_m 的估算给出为

$$\phi_m = \frac{\hbar^2}{2me} \left(\frac{3N}{8\pi} \right)^{2/3} = 3.65 \times 10^{-19} N^{2/3} \quad (\text{eV}) \quad (5.12)$$

其中 N 为金属中每立方米的电子密度,在电导体中,典型值是每个原子一个电子。

例如钨, $\phi = 4.5 \text{ eV}$, $\phi_m = 9.0 \text{ eV}$, $\phi_b = 13.5 \text{ eV}$. 对这些值, 利用方程(5.8)和(5.9), 可得 $C = 6.45 \times 10^{-7} \text{ A/V}^2$ 和 $D = 6.52 \times 10^{10} \text{ V/m}$. 将这些值代入方案(5.8), 得场致发射电流密度 J_f , 作为电场 E 的函数, 列入表 5.2. 此表表明只有在表面电场达到约 5 GV/m 以上, 才能利用场致发射从物体发射大量电子. 虽然这样的电场看起来很高, 但可把几十千伏量级的电位加至特征尺寸为 $1\mu\text{m}$ 量级的微细点或粗糙处来产生.

表 5.2 钨的场致发射特性

$E(\text{V/m})$	$J_f(\text{A/m}^2)$
10^9	3×10^{-17}
5×10^9	3.5×10^7
10^{10}	9.5×10^{12}

场致发射的优点包括: 比较小的功率损耗; 可在室温下工作; 不受空间电荷限制; 有比较长的寿命. 场致发射作为电子源的缺点是, 为了避免电击穿, 这些源通常仅工作在脉冲方式; 为了得到场致发射, 需要非常高的电位和(或)电场; 发射尖端的喷溅腐蚀可能降低维持场致发射现象所需的高电场.

5.4 中空阴极源

自 1965 年以来, 中空阴极源得到了广泛的研究. 由于它有比别的电子源(如热离子灯丝)更优越的一些特点, 因而得到了广泛的应用. 此源的应用不断地扩大, 但对其工作的物理过程还缺少足够的理论分析.

5.4.1 可供选择的结构

Lidsky 中空阴极的几何形状, 如图 5.7(a)所示, 是此种类型历史上的第一种. 在此源中, 一根中空的管子, 直径收缩至毛细管状的喷嘴, 工作时气流轴向通过管子进入右面的等离子体室. Lidsky 阴极相对于周围等离子体维持于负电位, 离子轰击加热小毛细管并在里面维持等离子体. 高于 Child 律电流密度的大电子流, 能从等离子体中拉出. 需要气流来维持小管中的毛细等离子体, 电子从小管中拉出来.

对于稳态运行, 这种布置是难于启动和维持的, 因此后来有所改进, 包括一个柱形加热器使阴极达到白炽. 在这些年来发展的很多改进中, 很多用于宇宙推进的静电离子引擎, 如图 5.7(b)的等离子体桥阴极和如图 5.7(c)的热管中空阴极, 在这些阴极中, 其侧壁被流经中心管至环绕等离子体的薄环形侧壁的电流所加热; 还有如图 5.7(d)所示的线圈加热中空阴极, 其电流轴向流经中心管, 并加热一个环绕中空阴极等离子体的绕成线圈状的灯丝. 中空阴极常和在毛细管喷嘴下游 1cm 的“保持器”电极一起运行, 产生一小电流以维持和稳定中空阴极中的等离子体.

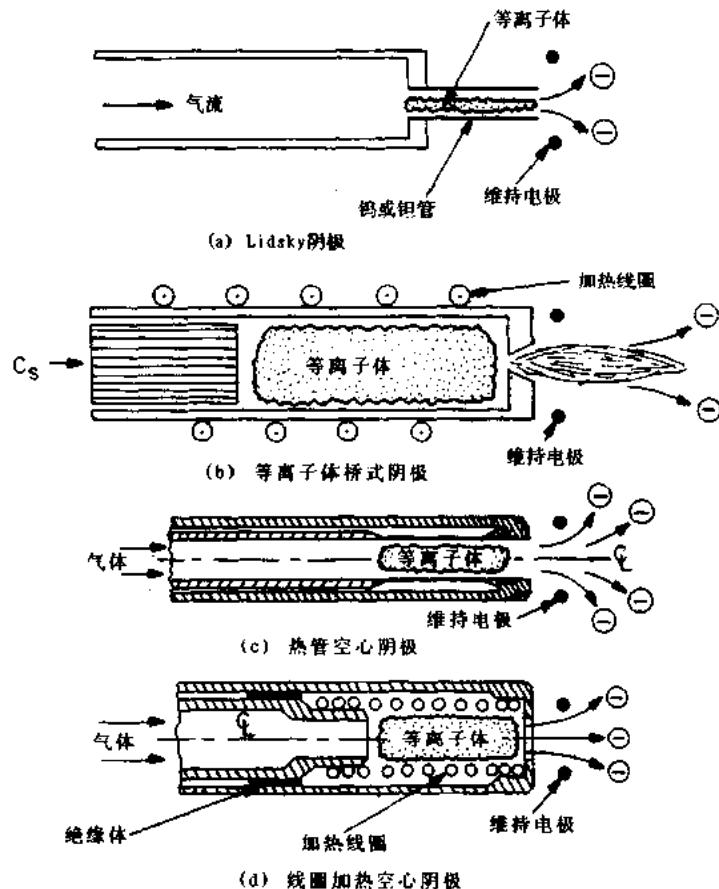


图 5.7 气流从左侧进入以维持等离子体的中空阴极的各种设计。

(a)Lidsky 阴极,包括在加热至白炽的一耐熔金属毛细管中形成的等离子体;(b)等离子体桥式阴极,用一加热线圈加热至白炽并用碱性金属蒸气工作;(c)热管空心阴极,其中管子的薄壁部分由流经内外管的电流加热至白炽;(d)线圈加热空心阴极,其中螺旋灯丝被加热至白炽,在轴上维持等离子体

5.4.2 薄膜增强中空阴极

两种经充分研究的中空阴极为:由 Poeschel 等(1979)为空间应用而研制的如图 5.8 所示的阴极和 Forrester(1988)研讨过的如图 5.9 所示的钨箔中空阴极。这些源原意用水银蒸汽工作,用作空间应用的离子引擎推进剂。这些设计的中空阴极源能够工作一万小时或更长的时间。在这些中空阴极的出口处下游几毫米,均有一个中心保持电极,直径约为 4mm,能发射几安培的电子流。

近二十年来,NASA 为空间计划进行了紧张的研制工作,作为电子源,中空阴极已得到较广泛的应用。与热灯丝相比,中空阴极的优点是寿命长,在最佳条件下为几万小时;尺寸小和功耗小。更大的优点是它们能够电离轴向通过它们的几乎所有工作气体。缺点是设计相对复杂,优化运行依赖于专用材料和未发表的经验。中空阴极的运行很难从先前原理推导出来,缺乏对装置运行物理过程的基本理解。中空阴极有一个主要的缺点,即运行时

需气流来维持产生电子的末级喷嘴中的稠密等离子体。当需要电离工作气体时，气体的通过是个优点，但在只需要电子电流的应用中，这将是个缺点。

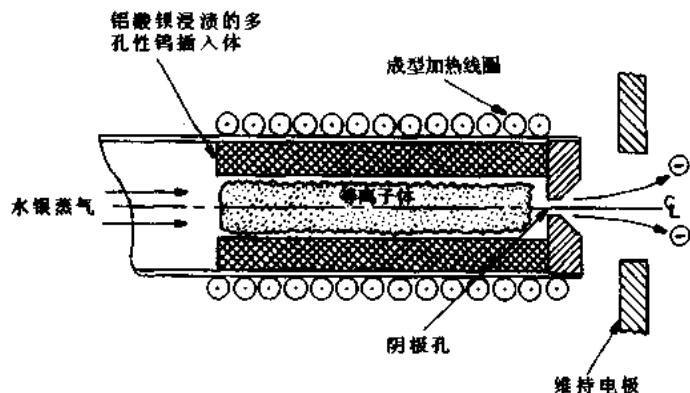


图 5.8 设计用于空间推进的水银蒸气中空阴极，能运行数千小时而不降低性能(Poeschel et al. 1979)

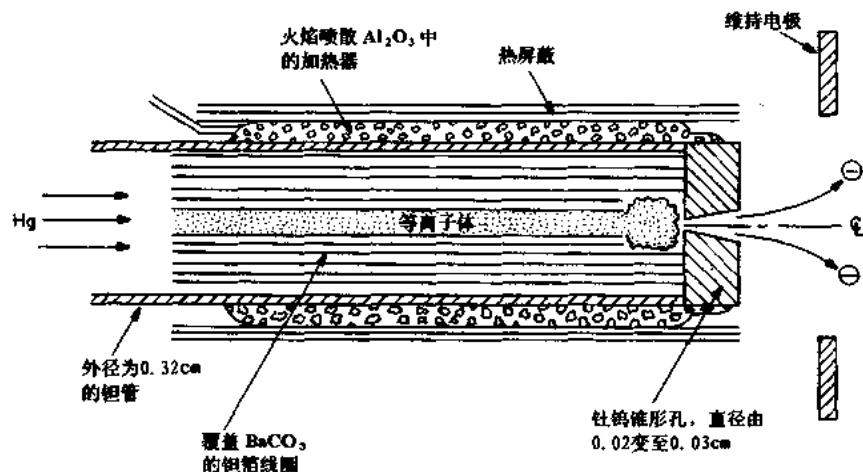


图 5.9 为空间推进应用而设计的钨箔中空阴极，也用水银工作(Forrester 1988)

5.5 二次电子发射源

来自阴极发射的二次电子对维持汤生区和浑光放电中的电流起着重要的作用，因为从二次电子发射得到的电流密度比从以前所述的电子源所得到的电流密度要小，因此，不常采用基于二次发射的电子源。

二次电子发射源，如图 5.10 所示，是基于离子轰击引起的二次电子发射，此过程由二次电子发射系数所表征：

$$\gamma_e = \frac{\text{电子发射数}}{\text{离子入射表面数}}$$

由于离子以 keV 的能量轰击阴极，二次电子发射系数可能大于 1。二次电子也可能由于高能电子轰击阳极而发射。作为电子源，二次电子发射的重要性经常在正常辉光或弧光放电

的初始建立过程中很明显见到。在这些放电区内，二次电子提供电流，直到电子-中性粒子电离过程能够提供足以维持稳态等离子体的体积电子源。

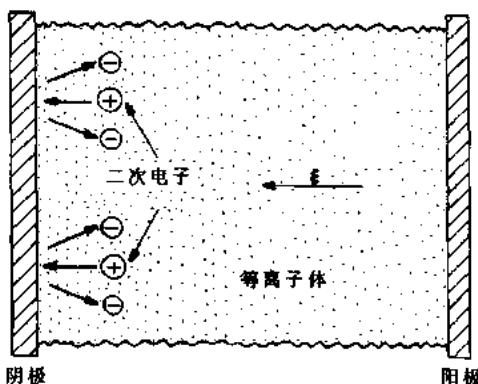


图 5.10 二次电子发射源，其中等离子体由来自阴极的二次电子发射所维持

5.6 源和束的特性

很多军事、宇宙空间和等离子体处理的应用需要高能离子或电子束的产生。若对束聚焦和单能性要求不高，则本章所讨论的一种或多种电子源就足够了。然而，若应用需要一个平行的或聚焦很好的电子轨道或要求一个单能束，那么可选择的电子源往往是平行的平面栅系统，工作于空间电荷极限电流或略低于此电流。在本节中，我们讨论几个用以表征电子束特性的参数，电子源的优点可用特征参数表示。

5.6.1 束参数

由上面讨论过的源所产生的单方向束，经电位 V_0 加速，质量为 m 的粒子所达到的速度为

$$v_b = \sqrt{\frac{2eV_0}{m}} \quad (\text{m/s}) \quad (5.13)$$

空间电荷限制的束内电荷密度等于加速电极处的密度，由方程(3.150)给出

$$n_b = n_a = \frac{4\epsilon_0 V_0}{9ed^2} \quad (\text{电子数 / m}^3) \quad (5.14)$$

图 5.11 表示的空间电荷限制的束内粒子通量由以上两方程联立得出

$$\Gamma_b = \frac{J_c}{e} = v_b n_b = \frac{4\epsilon_0}{9e} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \quad (\text{电子数 / m}^2) \quad (5.15)$$

其中 d 为电位 V_0 的两栅极间的间隙；显然，此表达式就是 Child 律。

束功率通量由加速电压和流过栅间的空间电荷限流密度的乘积给出

$$P_b = J_c V_0 = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V_0^{5/2}}{d^2} \quad (\text{W/m}^2) \quad (5.16)$$

必须注意，由于离子和电子质量之间有非常大的差别，故由电子束所载的功率通量远高于

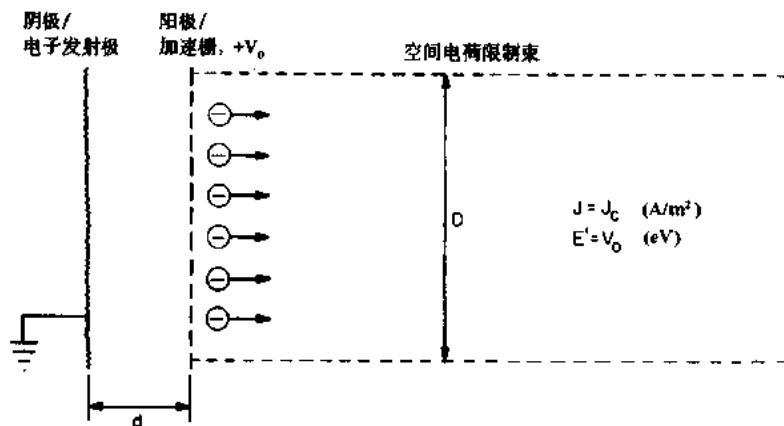


图 5.11 直径为 D 的空间电荷限制束的简图, 在束边缘有发射离子的束中性化器

由空间电荷限制的离子束所携带的, 这就需要避免电子束对加速栅的撞击, 并且要为电子束收集靶提供充分的冷却.

5.6.2 电子源的特征指标

参照图 5.11, 总的束电流给出为

$$I_b = \frac{\pi D^2}{4} J \quad (\text{A}) \quad (5.17)$$

其中 D 是束的直径, J 是电流密度, 其上限是 Child 律电流. 具有引出电压 V_0 和初始束横截面积 $A = \pi D^2/4$ 的源将有导流系数 ρ

$$\rho = \frac{I_b}{V_0^{3/2}} = \frac{J\pi D^2}{4V_0^{3/2}} \quad (\text{A/V}^{3/2}) \quad (5.18)$$

这里, 代入了方程(5.17)以求总电流. 利用此导流系数, 我们可将特定设计的电子源的性能与具有无网孔加速栅和无束离散等的理想 Child 律二极管进行比较. 对于有固定横截面积的电子源, ρ 仅决定于引出极和加速栅的几何形状. 导流系数越大, 则源的设计越佳.

产生电子束所需的功率包括方程(5.16)的束功率 P_b 和需用于运行源的功率 P_s . 源功率可写成

$$P_s = P_d + P_f + P_o = I_b V^* \quad (\text{W}) \quad (5.19)$$

其中 P_d 为维持源放电所需的功率(如一中空阴极), P_f 为供应灯丝或阴极所需的功率, P_o 为维持源所需的其它功率损失, I_b 为束电流, V^* 为每个束电子在源中产生一个电子所需的电位, 单位为 eV. 对电子源, V^* 的最小值为阴极的功函数, 所选材料的功函数见表 5.1.

源所需要的总功率给出为

$$P_t = P_b + P_s = I_b (V_0 + V^*) \quad (\text{W}) \quad (5.20)$$

源的电效率 η_E , 为束功率与总功率的比值

$$\eta_E = \frac{P_b}{P_t} = \frac{V_0 I_b}{I_b (V_0 + V^*)} = \frac{V_0}{V_0 + V^*} \quad (5.21)$$

方程(5.21)可写成

$$\eta_E = \frac{1}{1 + (V^*/V_0)} \quad (5.22)$$

图 5.12 画出了电效率, 它是比值 V^*/V_0 的函数. 对束功率作卡路里测量, 并测量输入源的总电能, 可计算出 η_E , 从图 5.12 可求出 V^* .

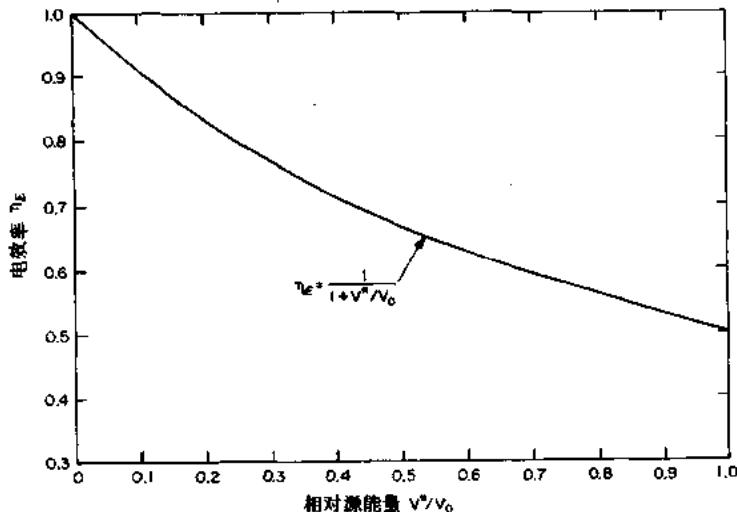


图 5.12 方程(5.22)给出的电效率 η_E 作为 V^* (每离子 eV) 和加速电位 V_0 的函数

5.7 带电粒子束传输

大多数带电粒子束的工业应用要求它们被偏转、聚焦或保持平行; 目的是为了传输并有效地利用. 束传输的主题包括电子(或离子)光学, 与可见光类似. 这节将简单回顾一下离子和(或)电子束传输的一些方法. 有关这些方法更广博的讨论可在 Brown(1989), Dearnaley 等(1973), Forrester(1988), Humphries(1990), Pierce(1949) 和 Wilson 及 Brewer(1973)的文章中找到.

5.7.1 源的必要条件

对电流为 I 和直径为 D 的电子束, 源和束中必要的通量为

$$\Gamma_b = \frac{4I}{\pi e D^2} \quad (\text{电子数}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})) \quad (5.23)$$

如果源为空间电荷限制, 可用方程(3.145)写出束通量形式

$$\Gamma_b = \frac{J_c}{e} = \frac{\chi}{e} \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \quad (\text{电子数}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})) \quad (5.24)$$

其中 χ 是方程(3.144)中定义的 Child 系数. 此电子通量必须由电子源的部分电极表面提供.

如果源不是空间电荷限制, 则束的密度可从其电流密度得到

$$J = \frac{I}{A} = \frac{4I}{\pi D^2} = e n_b v_b \quad (\text{A}/\text{m}^2) \quad (5.25)$$

其中 v_b 是束速度,由方程(3.156)的能量守恒获得.将方程(3.156)代入方程(5.25),可解得束密度为

$$n_b = \frac{4I}{\pi e D^2} \sqrt{\frac{m}{2eV_0}} \quad (\text{电子数 } / \text{m}^3) \quad (5.26)$$

如果源为空间电荷限制,则在束出口处和束中的电子密度由方程(3.150)给出

$$n_b = \frac{4\epsilon_0 V_0}{9ed^2} \quad (\text{电子数 } / \text{m}^3) \quad (5.27)$$

5.7.2 电流密度的提高

想要提高电流密度,使其超过 Child 律极限,至少存在两种可能性.第一种可能是如图 5.13 所示的双极性二极管,在宽度 $x=d$ 的间隙上保持一电位 V_0 ;电极间的空间电荷云的效果被从阴极发射的电子或负离子和来自阳极的正离子所减弱. Howes(1965)指出电极间的空间电荷的部分中和将允许高于 Child 律的电流流通,但这在实际中很难实现.

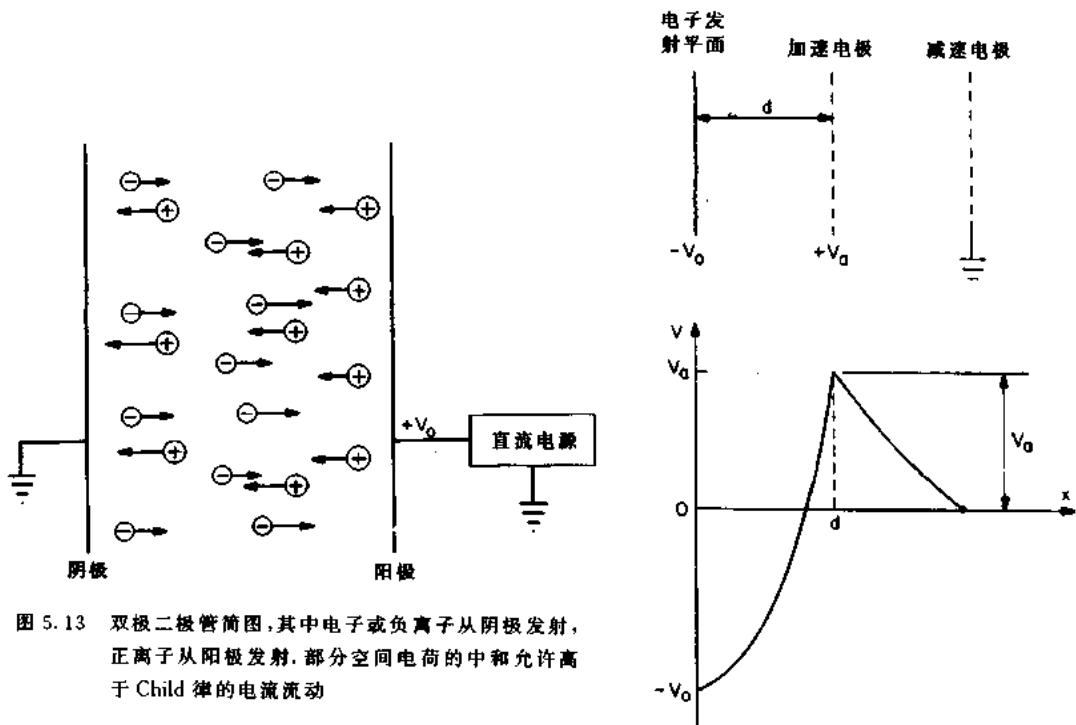


图 5.13 双极二极管简图,其中电子或负离子从阴极发射,正离子从阳极发射,部分空间电荷的中和允许高于 Child 律的电流流动

图 5.14 在加速-减速位形中的几何形状和电位分布图.电子通过第一对电极间的电位差 V_0+V_a 加速,提供电位降所限定的 Child 律电流,然后通过第二对电极间的电位降 V_0 减速

第二种增高电流密度的方法如图 5.14 所示,被称为加速-减速型.设想希望产生能量为 $V_0(\text{eV})$ 的电子束,如果用间隙为 d 的标准 Child 律二极管来完成,其电流密度是

$$J_c = \chi \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \quad (\text{A/m}^2) \quad (5.28)$$

如果用如图 5.14 所示的加速-减速型, 电子首先在施加有电位 $V = V_0 + V_a$ 的间隙 d 中加速, 然后通过电位 V_a 减速, 电子离开时具有能量 V_0 , 电流密度可给出为

$$J_e = \chi \frac{(V_0 + V_a)^{3/2}}{d^2} \quad (\text{A/m}^2) \quad (5.29)$$

电流密度的增加由方程(5.29)除以方程(5.28)得到

$$\frac{J_r}{J_c} = \left(\frac{V_0 + V_a}{V_0} \right)^{3/2} = \left(1 + \frac{V_a}{V_0} \right)^{3/2} \quad (5.30)$$

显著的电流密度增加可用这种方式得到, 但这种位形有可能使束散焦, 并且图 5.14 中的第一对电极间的更高电场可能导致额外的火花或击穿。在所有空间电荷限制束中, 当超过约 85% 的 Child 律电流时, 电子光学就会成为一个难题。

5.7.3 束的静电偏转

在许多场合下, 期望带电粒子束的静电偏转。可能最重要和最广泛的应用这一原理的器件是静电偏转的阴极射线(电子束)管, 它被用在所有的示波器中。1897 年德国物理学家 Ferdinand Braun(1850—1912)发明了示波器。

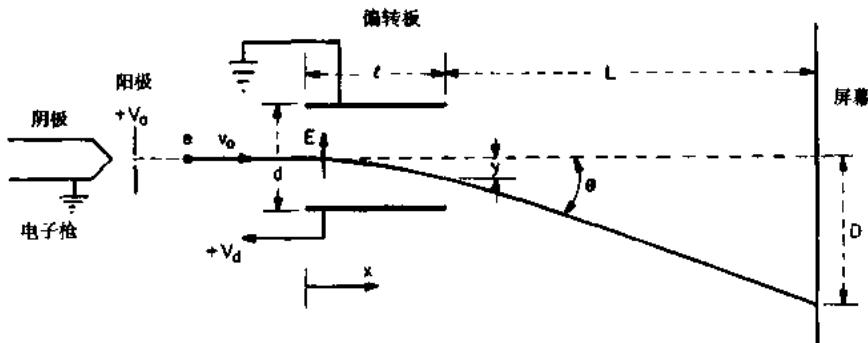


图 5.15 静电偏转阴极射线管简图

图 5.15 表示静电偏转阴极射线管的功能。左侧, 一电子枪通过电位 V_a 加速电子而形成一小的、柱形的、良好聚焦的电子束, 在两个长度为 L 、间隔为 d 的扁平金属偏转板之间行进到右面。当偏转板之间不加偏转电压 V_d 时, 电子束依直线沿 x 轴行进并冲击右面荧光屏的中心; 当正偏转电压 V_d 被加至下偏转板时, 产生的电场使电子束偏转一角度 θ , 而电子束打在距荧光屏中心距离为 D 的位置。

如果偏转板是平面且相互平行, 它们之间的电场可按照偏转电压和间隔写出

$$E = \frac{V_d}{d} \quad (\text{V/m}) \quad (5.31)$$

当电子在偏转板之间, 在图平面上的运动方程可写成

$$F_y = m_e \frac{d^2 y}{dt^2} = eE = \frac{eV_d}{d} \quad (5.32)$$

和

$$F_x = 0 = m_e \frac{d^2 x}{dt^2} \quad (5.33)$$

如果电子在时间 $t=0, y=0$ 处进入偏转区, 沿 y 方向积分运动方程一次, 可得

$$\frac{dy}{dt} = v_y = \frac{eV_d}{md} t \quad (5.34)$$

既然当电子束进入偏转板之间时, y 方向的速度为 0, 则对方程(5.34)再次积分, 就可得在偏转板之间, 电子的 y 轴偏转对时间的函数关系

$$y = \frac{eV_d}{2md} t^2 \quad (5.35)$$

在 x 方向, 积分方程(5.33), 得

$$\frac{dx}{dt} = v_0 = \text{常数} \quad (5.36)$$

因此, y 方向的电场不影响与其正交的 x 方向上粒子的能量或速度. 当电子在板间运动时, x 方向的电子常速由左端电子枪中的能量守恒决定

$$\frac{1}{2} mv_0^2 = eV_a \quad (5.37)$$

由于 x 方向的速度是常数, 电子在偏转板间飞行的时间给出为

$$t_f = \frac{l}{v_0} = l \sqrt{\frac{m}{2eV_a}} \quad (5.38)$$

将飞行时间代入方程(5.34), 得到电子离开偏转区时刻的 y 速度

$$v_{yf} = \frac{eV_d l}{mdv_0} \quad (5.39)$$

代入方程(5.35), 并利用方程(5.37)消去 v_0 , 得到电子离开偏转区时刻的垂直偏转

$$y_f = \frac{eV_d l^2}{2mv_0^2 d} = \frac{V_d l^2}{4V_a d} \quad (5.40)$$

如果我们忽略边缘场的影响, 当电子离开板间的偏转区后, 将不受力作用, 则电子离开偏转区时的偏转角的正切由 y 和 x 速度比值给出

$$\tan\theta = \frac{v_{yf}}{v_0} = \frac{eV_d l}{mdv_0^2} = \frac{V_d l}{2V_a d} \quad (5.41)$$

方程(5.37)和(5.39)用于得出方程(5.41)右侧的项. 从图 5.15 的三角关系, 得到在荧屏上的最后偏转 D 为

$$D = y_f + L \tan\theta \quad (5.42)$$

将方程(5.40)和(5.41)代入(5.42), 得到在示波器屏幕上 y 偏转的表达式

$$D = \left(\frac{l^2}{4d} + \frac{Ll}{2d} \right) \frac{V_d}{V_a} = \frac{l}{2dV_a} \left(L + \frac{1}{2} \right) V_d = \text{常数} \times V_d \quad (5.43)$$

屏幕上的偏转角和偏转距离与被偏转粒子束的质量和电荷无关, 它仅决定于粒子的初始能量和几何形状. 实际重要的是屏幕上的偏转直接与偏转电压 V_d 成正比, 因此示波器是测量电压的线性仪器. 在实际示波管中, 在与图 5.15 所示的偏转板成直角的方向上还有第二套偏转板, 使电子束偏入或偏出图平面, 提供一个时间基准, 用于测量随时间变化的静电电位.

5.7.4 束的磁偏转

使带电粒子束偏转的第二个方法是采用静磁场. 由于磁力 $q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ 始终与速度垂直,

磁偏转并不给偏转粒子增加能量。作为磁偏转的例子，我们将利用磁偏转阴极射线管，如图 5.16 所示。

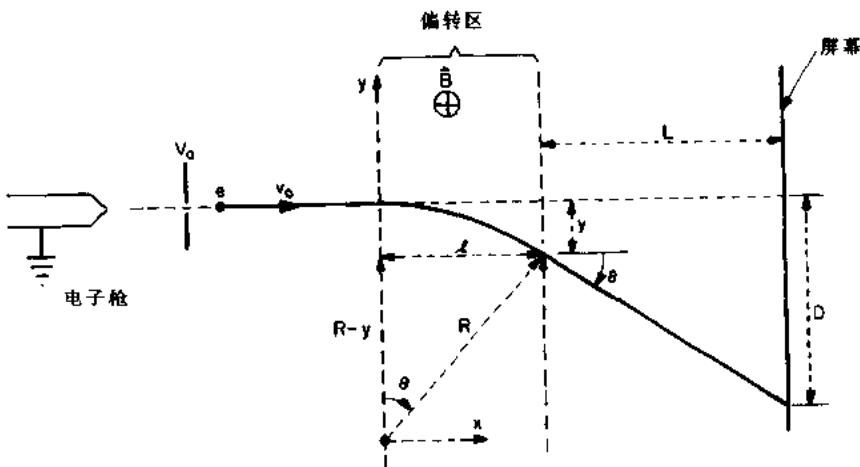


图 5.16 磁偏转阴极射线管简图，电子在左面的枪内被加速至能量 V_a (eV)

在图中，均匀磁感应 B 加在宽为 l ，在 $x=0$ 和 $x=l$ 处有锐边缘的区域上，电子通过电子枪上的电位 V_a 加速至左面并进入偏转区，在偏转区内，它们以一恒定曲率半径 R 运动

$$R = \frac{mv_0}{eB} = \frac{m}{eB} \sqrt{\frac{2V_a}{m_e}} = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2mV_a}{e}} \quad (5.44)$$

当以角度 θ 偏转后，电子在 $x=l$ 和在 x 轴下方相距为 y 的地方射出偏转区；应用 Pythagorean 理论，可得

$$R^2 = l^2 + (R - y)^2 \quad (5.45)$$

经简化为

$$y^2 - 2Ry + l^2 = 0 \quad (5.46)$$

由此二次方程可得最后偏转距离 y

$$y = R \left[1 - \left(1 - \frac{l^2}{R^2} \right)^{1/2} \right] \quad (5.47)$$

从图的几何关系，电子束的偏转角 θ 可写为

$$\tan \theta = \frac{l}{R - y} \quad (5.48)$$

则在屏幕上的总偏转 D 为

$$D = y + l \cdot \tan \theta \quad (5.49)$$

将方程(5.47)和(5.48)代入方程(5.49)，可得总偏转 D

$$D = y + \frac{lL}{R - y} = R \left[1 - \left(1 - \frac{l^2}{R^2} \right)^{1/2} \right] + \frac{lL}{R} \left(1 - \frac{l^2}{R^2} \right)^{-1/2} \quad (5.50)$$

通常情况，若偏转区的宽度比磁感应 B 内的电子回旋半径小得多，则方程(5.50)中含此小量的表达式可简化为

$$\left(1 - \frac{l^2}{R^2}\right)^{1/2} \approx 1 - \frac{l^2}{2R^2} \quad \text{若 } l^2 \ll R^2 \quad (5.51)$$

将方程(5.51)代入方程(5.50),并忽略所有 l/R 中高于二次方的项,屏幕上的偏转可借助方程(5.44)写出为

$$D \approx \frac{l^2}{2R} + \frac{IL}{R} = \frac{l}{R} \left(L + \frac{l}{2}\right) = l \left(L + \frac{l}{2}\right) \left(\frac{e}{2mV_a}\right)^{1/2} B \quad (5.52)$$

磁偏转阴极射线管屏幕上电子束的偏转与磁感应 B 成正比,磁感应 B 由两个线圈产生,图 5.16 所示的平面,上、下各有一个,此磁感应与这些线圈里流动的电流成正比。因此,对于小的偏转角 θ ,磁偏转阴极射线管是一线性仪器,可用它来测量电流;与此相反,静电偏转阴极射线管是一测量电压的线性仪器。在实际的管子中,第二对线圈使电子束偏入和偏出图 5.16 的平面,以提供一时间基准。

5.7.5 偏转能力的比较

有时不太明确是选择静电偏转还是磁偏转。若方程(5.41)和(5.48)用来检查相对的电场和磁场束偏转能力,则对于相同的小偏转角, $\theta \approx \sin\theta \approx \tan\theta$, 由方程(5.41)和(5.48)得

$$\sin\theta \approx \frac{l}{R} = \frac{l}{B} \sqrt{\frac{2mV_a}{e}} \approx \tan\theta = \frac{El}{2V_a} \quad (5.53)$$

由此方程就可找出使带电粒子束产生相同小偏转角所需电场和磁感应的相互关系。解方程(5.53),求电场得

$$E = \frac{2V_a}{R} = B \sqrt{\frac{2eV_a}{m}} = v_b B \quad (\text{V/m}) \quad (5.54)$$

因此,对相同偏转角所需电场和磁场由束速度 v_b 关联起来。

在有等离子体或其它紫外辐射源存在时,要维持高于约 1MV/m 的电场是困难的。以此值作为上限,方程(5.54)成为

$$B \leq 7.226 \times 10^{-5} E \sqrt{\frac{A}{V_a}} = 72.26 \sqrt{\frac{A}{V_a}} \quad (\text{T}) \quad (5.55)$$

其中 A 为被偏转粒子的原子质量数。方程(5.55)所表示的关系绘于图 5.17,对给定的粒子能量 V_a ,在曲线下部,静电偏转和磁偏转两者都可行,从曲线至 $B=1.5\text{T}$ 处,磁偏转可行,而超过 1.5T ,即便用磁偏转在技术上也是困难的,通常需要超导磁体。

如果束电流密度很高,以致其空间电荷屏蔽了静电偏转,此时可选择磁偏转。另一考虑是,用电场的束偏转对质量无选择性,但磁偏转却有。因此,若一个源有不同质量的同位素而希望维持在同一束内,则电场偏转能完成此工作,而磁场偏转却不能。

最后,因为静磁感应不对带电粒子作功,故磁偏转不会使偏转粒子增加能量,而静电偏转则会使偏转粒子增加能量,从方程(5.39),可得其能量增量为

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} m v_{yb}^2 = \frac{m}{2} \cdot \frac{e^2 E^2 l^2}{m^2 v_b^2} = \frac{e E^2 l^2}{4V_a} \quad (\text{J}) \quad (5.56)$$

这由电场增加的能量可能是重要的,但往往是不希望的。

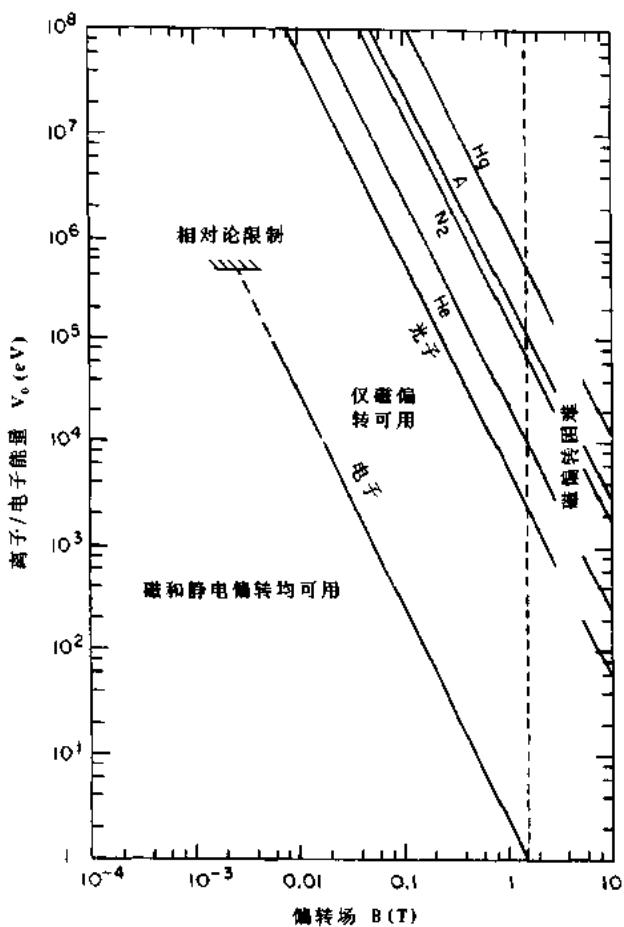


图 5.17 电子束的静电偏转和磁偏转的比较. 对于指定质量粒子的单电荷离子, 在所示线的左下方, 磁偏转和静电偏转两者都可行; 在线的右上方, 磁偏转是优选方法, 但超过磁感应 1.5 T , 磁偏转变得困难

5.7.6 近轴束传输

如果一加速电极形状设计不当, 电极受到轰击, 如图 5.18 所示, 另外, 如图 5.19 所示的束发散也可能发生. 电极轰击会导致额外的电源损失而且要求对电极冷却; 在多数应用中, 束发散是不希望的. 要维持一平行带电粒子束通过加速电极, 考察在图 5.20(a)中用虚线表示的两平面平行电极之间的部分, 如果想要产生宽度等于图 5.20(a)中虚线宽度的电子束, 那么要问, 需要什么样的电极形状来“补偿”为保持平行轨道而丢失在束外的电子. 答案是皮尔斯(Pierce)结构, 是由 Pierce(1940, 1949)首先提出的, 如图 5.20(b)所示. 它保持电场线与束平行, 并得到与电极不相交的轨迹. 这种轰击, 如果发生的话, 将导致额外功耗、电极发热及电极腐蚀. 产生一平行束的电极形状的计算用电场分布模拟或计算机模型计算技术可很好地完成.

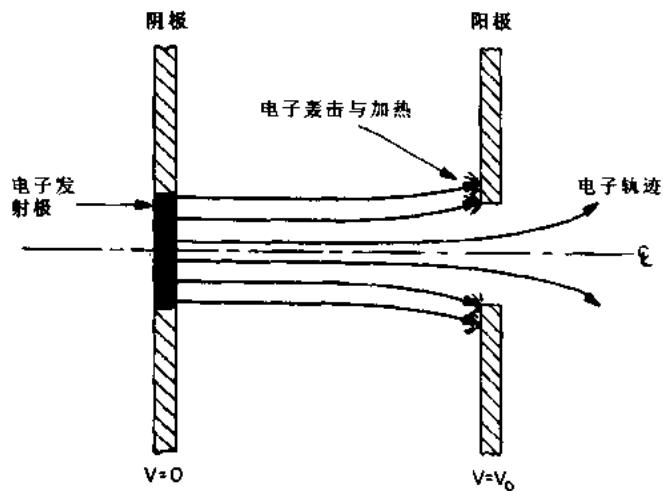


图 5.18 由于栅极的设计不当而引起离子直接轰击加速栅的示意图

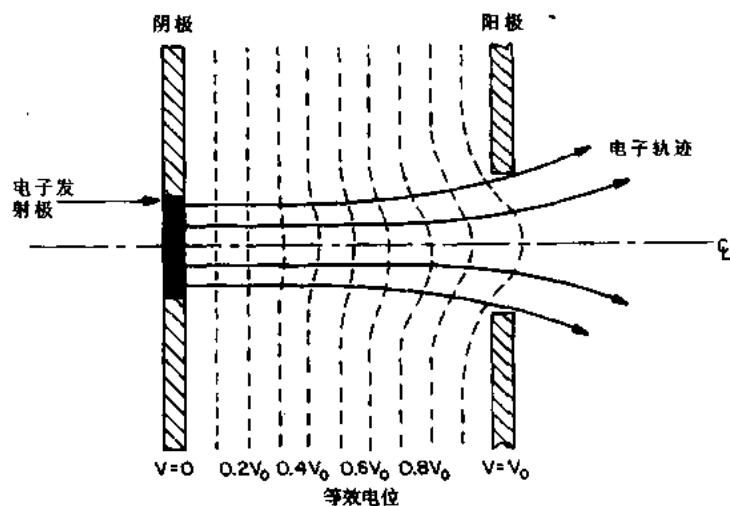


图 5.19 加速栅间隙附近等电位线的扩张而引起的离子束散焦示意图

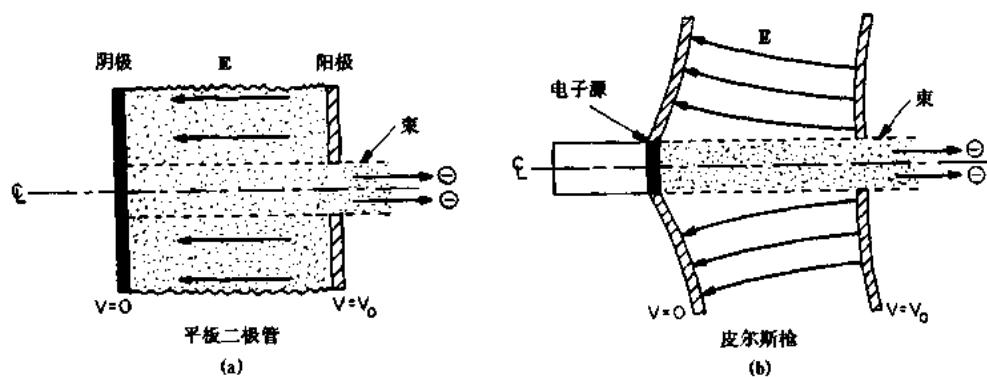


图 5.20 (a) 为产生平行束的电极几何形状,虚线表示一等效的无限长、平面平行的空间电荷限制的二极管的束直径;(b)皮尔斯电子枪几何形状,其中电极形状能保持电场与束的边界平行,电子轨道与束的轴线平行

柱形皮尔斯几何形状的计算由 Pierce(1940)首先发表,如图 5.21 所示。等电位曲线可用同电位的电极取代,其形状如图所示。在图 5.21 中,径向和轴向的尺寸单位都用束半径归一化。

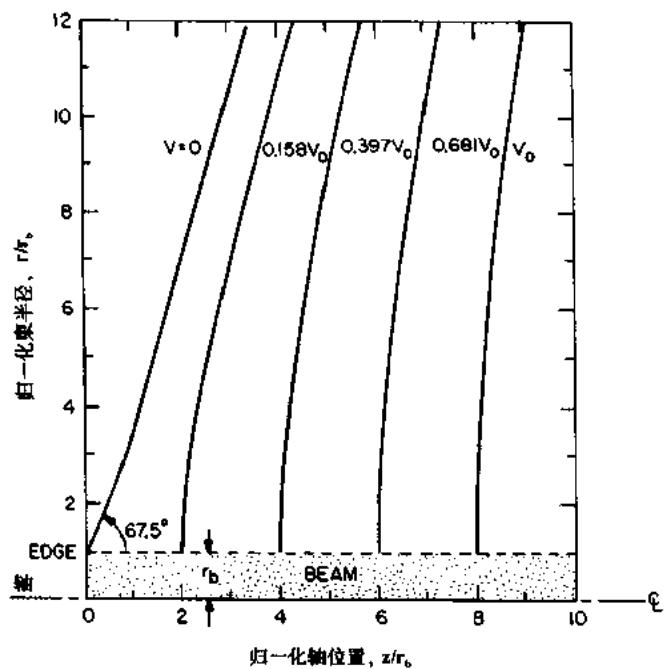


图 5.21 一轴对称平行束的皮尔斯型几何结构的等电位线和电极形状,均对束半径归一化(Pierce 1940)

图 5.22 所示为 Cooper 等人(1972)所研究的三电极离子加速位形。这是一个加速、减速位形,在源处, $V=V_0$, 在加速电极处, $V=-0.1V_0$, 在最后电极处, $V=0$, 目的是确保当束离开源时处于地电位。这种源的几何形状已优化,使离子轨道不与电极相交,在左面的源电极和中间的加速电极之间的等电位线用虚线表示。

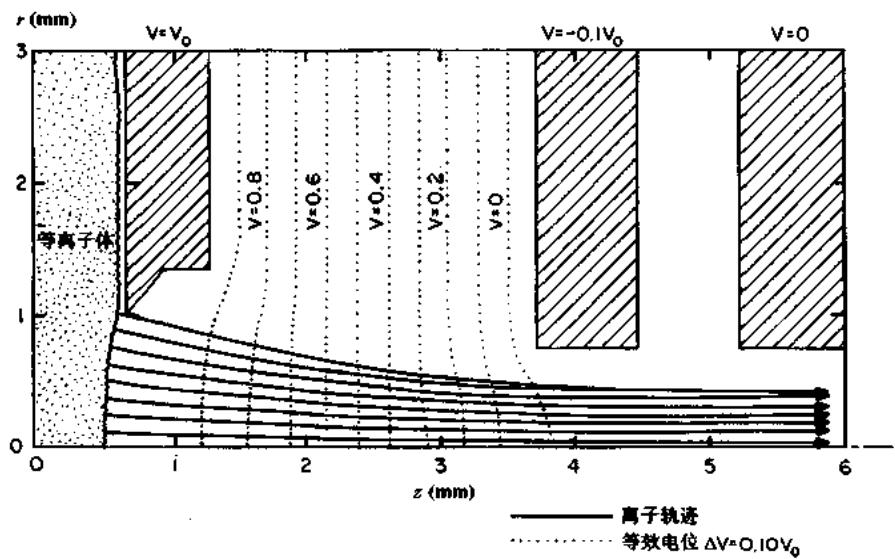


图 5.22 Cooper 等人报道的轴对称、三电极位形的聚焦轨道和等电位线

5.7.7 束聚焦

如果源处有一很准直的平行束,如前节所讨论的一样,可用如图 5.23 所示的静电透镜将束进行聚焦(或散焦)。调整电压 V_t ,就可调整此位形的焦距。

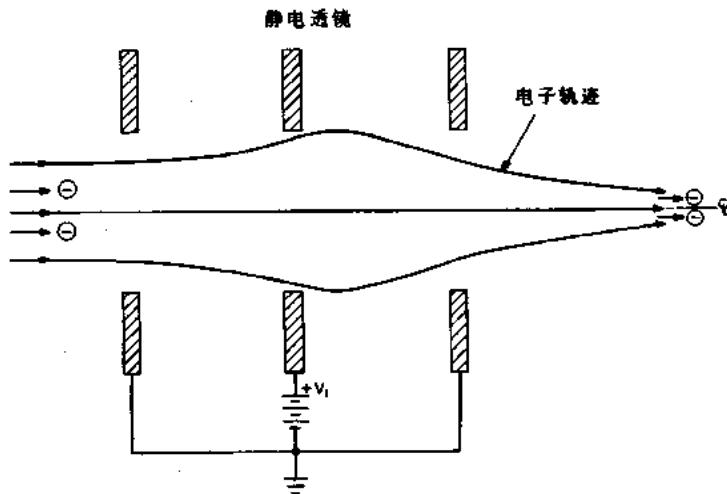


图 5.23 静电透镜示意图。通过调节中间电极的电位 V_t ,从左边进入的初始平行离子束能聚焦在右边的点上

参 考 文 献

- Brown, I. G. (ed) 1989 *The Physics and Technology of Ion Sources* (New York: John Wiley), ISBN 0-471-85708-4.
- Cooper, W. S., Berkner, H. H. and Pyle, R. V. 1972 Multiple-Aperture Extractor Design for Producing Intense Ion and Neutral Beams *Nucl. Fusion* **12** 263–265.
- Dearnaley, G., Freeman, J. H., Nelson, R. S. and Stephen, J. 1973 *Ion Implantation* (Amsterdam: Elsevier) ISBN 0-444-10488-7.
- Forrester, A. T. 1988 *Large Ion Beams-Fundamentals of Generation and Propagation* (New York: John Wiley) ISBN 0-471-62557-4.
- Fowler, R. H. 1933 Notes on Some Electronic Properties of Conductors and Insulators *Proc. R. Soc. London A* **141** 56–71.
- Fowler, R. H. and Nordheim, L. 1928 Electron Emission in Intense Electric Fields *Proc. R. Soc. London A* **119** 173–181.
- Howes, W. L. 1965 Effect of Initial Velocity on One-Dimensional, Bipolar, Space-Charge Currents, *J. Appl. Phys.* **36** 2039–2045.
- Humphries, S. Jr 1990 *Charged Particle Beams* (New York: John Wiley) ISBN 0-471-60014-8.
- Pierce, J. R. 1940 Rectilinear Electron Flow in Beams *J. Appl. Phys.* **11** 548–554—1949 *Theory and Design of Electron Beams* (New York: Van Nostrand).
- Poeschel, R. L., Beattle, J. R., Robinson, P. A. and Ward, J. W. 1979 3-cm Mercury Ion Thruster Technology *AIAA/DGLR 14th Int. Electric Propulsion Conf. (Princeton, NJ, Oct. 30–Nov. 1 1979)* paper 79–2052.
- Richardson, O. W. and Young, A. F. A. 1925 The Thermionic Work-Functions and Photoelectric Thresholds of the Alkali Metals *Proc. R. Soc. London A* **107** 377–410.
- Weast, R. C. et al. (ed) 1988 *CRC Handbook of Chemistry and Physics* 69th edn (Boca Raton, FL: CRC Press) ISBN 0-8493-0469-5.
- Wilson, R. G. and Brewer, G. R. 1973 *Ion Beams-With Applications to Ion Implantation* (New York: John Wiley) ISBN 0-471-95000-9.

6 离子源和离子束

这一章里我们要讨论的离子源,很多是为了产生气体元素、稀有元素或高熔点元素离子束的实验需要.其中的一些离子源,像冯阿登(von Ardenne)源、津恩(Zinn)源和潘宁(Penning)源起源于原子物理和核子物理研究,另外一些离子源,象考夫曼源(Kaufman)和表面电离源,是60年代为太空动力驱动而发展起来的.还有一些离子源是起源于微电子应用的离子注入.在这一章中,我们概述一下某些已较广泛使用的和最有用的离子源.在本章末所列的若干参考文献中,包括在Brown(1989)、Deamaley等(1978)、Forrester(1988)、Humphries(1990),以及Wilson和Brewer(1973)等的著作中,都可以找到关于离子源和离子束光学的更完整的论述.

6.1 离子源的特性

电子源种类受产生自由电子的物理过程的限制较少,这些物理过程包括热电子、光电子、二次电子和场致发射,以及从空心阴极等离子体中引出.相反,离子源有多种多样的形式,这是因为工业和研究的各种要求,以及由于从固体、液体或气体中产生离子的需要.能引出离子的直流辉光放电等离子体或电弧等离子体的产生方法很多.图6.1所示是一般化的离子源,任何一种离子源,目的都是为了产生单一方向的单能离子束.离子源运行于低于1mTorr的真空系统中,真空度低到足以使离子的平均自由程较之源和它的靶之间的距离长得多.

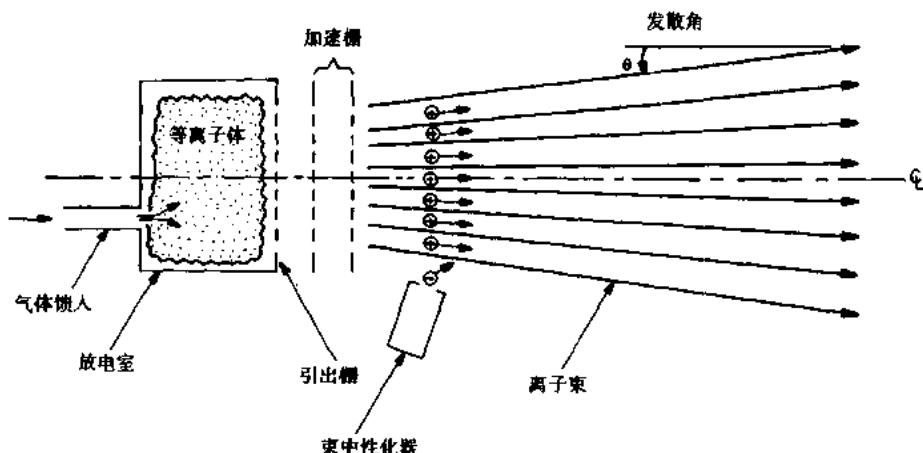


图 6.1 典型离子源示意图

6.1.1 电离源

电离源必需有一个引入和测量形成离子的材料的装备.对固体材料,一般是自耗的电极或棒;对液体是细毛细管;而对气体则是普通的气流和计量系统.在所有情况下,产生离

子的材料的供给速率必须等于被离子束带走的流量加上源中的各种损失。

材料一旦被引入离子源，便被电离。这通常是在低压直流辉光放电等离子体中进行的，从等离子体中把所要的离子粒种通过栅极引出。等离子体可在磁化或非磁化状态下形成，并可在宽范围中性气体压力（低于大气压力）下产生。产生等离子放电的机制是各种源之间的主要区别特征，并被用于组织编排为本章后面的内容。

一种不经常使用的电离机制是表面接触电离，其中待电离材料的原子与热的难熔金属接触。如果原子的电离电位小于难熔金属的功函数，入射原子就会在金属表面上被电离，只有像钠、钾、铷、铊和铯等碱金属才能满足这种要求。应用的难熔金属包括钨和钼。

6.1.2 加速栅极

离子在辉光放电等离子体中产生并引出后，通常要求它们形成单向单能束，这可以用图 6.1 所示的一组加速栅极来做到。这些栅极可以设计为接近蔡尔德(Child)定律的空间电荷限制流或较低电流密度的束。加速栅极的离子光学系统可设计得使束的发散角减小到所要求的值。

6.1.3 离子束的中性化

在图 6.1 中，离子束刚出离子源有一个发散角 θ ，其值大小取决于引出极和加速栅极的设计。在某些应用中，离子束被来自空心阴极中性化器的电子中性化。这样，可以防止宇宙飞船在太空的电荷积累或可能的等离子体不稳定性，不稳定性可能导致由于束中离子的相互排斥作用所引起的束的“胀裂(blow-up)”。

6.2 离子源的品质因数

6.2.1 导流系数

方程(5.18)给出固定束截面的离子源或电子源的导流系数：

$$P \equiv \frac{I_b}{V_0^{3/2}} = \frac{J\pi D^2}{4V_0^{3/2}} \quad (\text{A/V}^{3/2}) \quad (6.1)$$

式中， D 是图 6.1 的初始束直径， J 是电流密度。固定截面面积的离子源或电子源的导流系数只是离子电荷态及质量，以及源的几何因子的函数。几何因子包括引出器和加速栅极的厚度及间距、引出器孔的直径以及栅极的开孔面积与栅极的总面积之比。例如，导流系数随着栅极的开孔面积与丝网面积之比的增加而增加。

理想的离子源是多个平面加速栅极的离子源，栅极间距为 d ，栅极的引出器孔上没有丝网，加速间隙 d 上的引出电压为 V_0 。这种源将运行在由

$$J_c = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2eZ}{M}} \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \quad (\text{A/m}^2) \quad (6.2)$$

给出的蔡尔德(Child)定律空间电荷限制电流密度下。式中 M 是离子质量， Z 是它的电荷态。这种理想的离子源将运行于最大导流系数下：

$$P_{\max} = \frac{J_c \pi D^2}{4V_0^{3/2}} = \frac{\pi \epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2eZ}{M}} \left(\frac{D}{d}\right)^2 \quad (\text{A/V}^{3/2}) \quad (6.3)$$

离子源设计得越好，越靠近这个值。

6.2.2 源的能耗

产生离子束所需要的功率由两部分组成，即束功率

$$P_b = I_b V_0 \quad (\text{W}) \quad (6.4)$$

和运行源所需要的功率 P_r ，源功率由下面几部分组成：

- (1) P_m ——供给电磁铁的功率；
- (2) P_d ——维持离子源放电的功率；
- (3) P_f ——供给灯丝或阴极的功率；
- (4) P_o ——维持离子源的其它功率耗损。

因此源功率可以写成：

$$P_r = P_m + P_d + P_f + P_o = I_b V^* \quad (\text{W}) \quad (6.5)$$

式中 I_b 是束电流， V^* 是产生每个束离子所需的能量(eV)。

对于 V^* 可以进行下述评估：

- (1) V^* 的最小值是所用气体的电离电位；
- (2) 1976 年以前的与航天有关的离子发动机为 $170 < V^* < 250$ eV/离子；
- (3) 离子发动机工艺的目前技术状态是 $90 < V^* < 190$ eV/离子；
- (4) 在聚变和非优选的工业离子源中， V^* 通常比这些值大得多；
- (5) 根据第八章的气体放电物理，以伏/(离子·电子对)为单位，对 V^* 可以期望的最佳值是 $(\eta_{min})^{-1}$ ，对水银等离子体而言，这个值是 $V^* = 50$ eV/离子。

6.2.3 离子源的效率

离子源所需的总功率为

$$P_t = P_b + P_r = I_b (V_0 + V^*) \quad (\text{W}) \quad (6.6)$$

离子源的电效率 η_E ，即离子束功率与总功率的比，为

$$\eta_E = \frac{P_b}{P_t} = \frac{V_0 I_b}{I_b (V_0 + V^*)} = \frac{V_0}{V_0 + V^*} \quad (6.7)$$

对航天用的离子发动机而言， η_E 已经达到了 $\eta_E > 0.95$ 。方程(6.7)可以写成

$$\eta_E = \frac{1}{1 + (V^* / V_0)} \quad (6.8)$$

图 6.2 给出电效率随比值 V^* / V_0 变化的函数关系。束功率可由量热器测定进入离子源的总电能，从而可以算得 η_E ， V^* 可以根据图 6.2 得到。

离子源的另一个重要的品质因数是产生离子所用的中性气体流量的总体利用率。如果被电离的气体太少，对真空系统是一个重负载。喷气推进器的气体利用率 η_g 定义为

$$\eta_g = \frac{S_i}{S_n} = \frac{I_b}{e S_n} \quad (6.9)$$

S_i 是来自源的离子流量， S_n 是进入源的中性气体流量。航天推进中常规能达到 $\eta_g > 0.90$ 。在这些应用中，在长距离空间飞行中，推进剂的保留是关键的。但是，在很多工业应用中，除减小真空系统气体负荷的需要外，包括放射性，贵重的或稀有的原子的形成也可以得益。

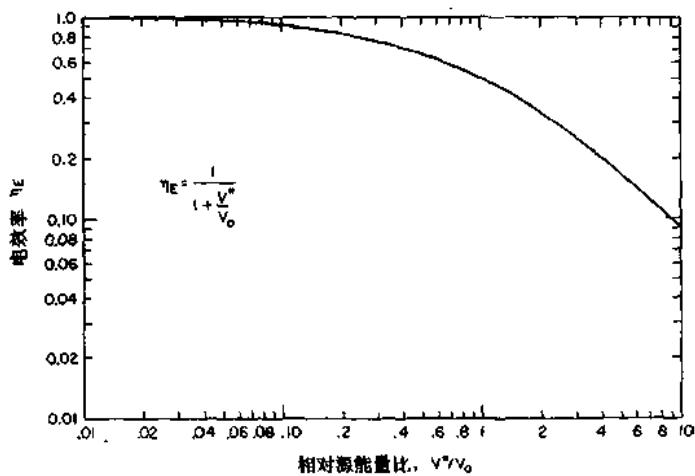


图 6.2 电效率 η_E 与 V^* (eV/离子) 和加速电位 V_0 的函数关系

于高气体利用率.

离子源的综合品质因数是总效率 η_0 为

$$\eta_0 \equiv \eta_s \eta_e \quad (6.10)$$

考夫曼离子发动机的 η_0 值已达到 $\eta_0 > 0.85$. 工业上很少采用 $\eta_0 > 0.50$ 的磁流体动力源 (MPD) 和其它等离子体动力源.

6.3 离子源特性参数

本节将讨论在离子源应用中特别重要的一些参数. 其中一些是在第 5 章从方程 (5.23) 至 (5.27) 讨论过的电子束参数离子化而来的.

6.3.1 气体流速要求

离子源必须以方程 (6.9) 所给出的流量速度来馈入能电离的中性气体. 这就是:

$$S_n = \frac{I_b}{Zen_s} \quad (\text{中性原子数 / s}) \quad (6.11)$$

在本底压力低于 1mTorr(0.13Pa)的情况下, 对于大多数工业用真空系统来说仍是一个大的抽气负荷. 例如, 产生 1 安培的单电荷离子的离子源, 气体利用效率 $\eta_e = 0.50$, 就需要 1.25×10^{19} 原子/s 的气体流量. 在压力为 $p = 10^{-4}$ Torr 氩气的情况下, 就等于碰到真空系统壁上的直径为 18.5cm 的圆口上室温氩原子的通量, 这相当于一个大尺寸的扩散泵或涡轮分子泵.

6.3.2 束中的离子通量

总电流为 I 、直径为 D 的离子束, 在束中的离子通量可以写成

$$\Gamma_b = \frac{4I}{\pi Z e D^2} \quad (\text{离子数 / (m}^2 \cdot \text{s})) \quad (6.12)$$

如果是受空间电荷限制的源, 可用方程 (3.145) 把离子束通量写为

$$\Gamma_b = \frac{J_c}{Ze} = \frac{\chi}{Ze} \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \quad (\text{离子数 } / (\text{m}^2 \cdot \text{s})) \quad (6.13)$$

式中 χ 是第 3 章讨论的 Child 系数。注意， χ 是离子质量的函数，离子通量必须由放电等离子体提供。

6.3.3 离子束的数密度

如果源不受空间电荷限制流限制，可以由

$$J = \frac{I}{A} = \frac{4I}{\pi D^2} = Ze n_b v_b \quad (\text{A/m}^2) \quad (6.14)$$

得到离子束数密度。式中 v_b 是束离子的速度，可由式(3.156)的能量守恒得到。把方程(3.156)代入方程(6.14)并求解，给出离子束的数密度：

$$n_b = \frac{4I}{\pi e Z D^2} \sqrt{\frac{M}{2eZV_0}} \quad (\text{离子数 } / \text{m}^3) \quad (6.15)$$

如果源是空间电荷限制的，由方程(3.15)给出出口处和离子束中的数密度：

$$n_b = \frac{4\epsilon_0 V_0}{9eZd^2} \quad (\text{离子数 } / \text{m}^3) \quad (6.16)$$

该密度与离子质量无关。

6.4 离子源设计

6.4.1 电极寿命的极限

图 6.3 和 6.4 所示为减小粒子轰击加速电极的方法，这对离子源的寿命很重要。

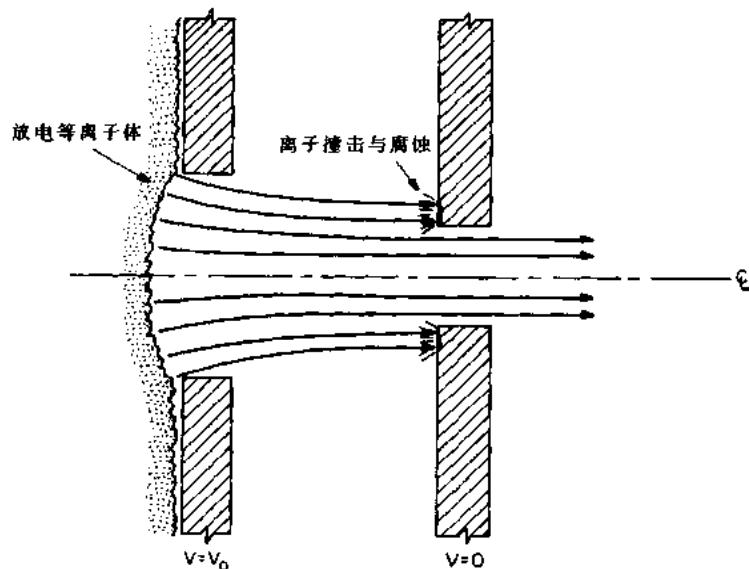


图 6.3 由不恰当的栅极设计所引起的离子直接撞击加速栅的示意图

图 6.3 所示,是由于电极几何形状设计不合适引起的离子撞击;图 6.4 说明在不同引出电压下工作的散焦效应。图 6.4(a)是在设计点的非交叉轨道;图 6.4(b)给出由于低于设计的引出电压产生的散焦引起离子碰到电极上的情况。避免由这些原因或任何其它原因造成的离子撞击,可减少寄生功率的消耗,降低离子溅射造成的电极腐蚀、增加电极寿命,改进气体利用率和电效率。因此,必须设计能消除离子直接碰到电极上的离子源,不明显的是还必须消除与电极碰撞的电荷交换产生的中性粒子的可能性。电荷交换产生的中性粒子可以来自离子通道的任何地方。

在图 6.5 的上部给出最佳的离子轨道,这些离子既不会与电极交叉也不形成电荷交换的中性粒子。在图 6.5 的下部给出过聚焦的轨道,有些电荷交换的中性粒子会碰到电极上,因为电荷交换产生的中性粒子的轨道是直线,碰撞所产生的离子和电荷交换产生的中性粒子都具有足够高的能量,使电极材料发生很强的溅射,会缩短电极寿命。随着离子光学长足进展,航天推进器的电极通常可以工作几万小时而没有很大的溅射腐蚀。

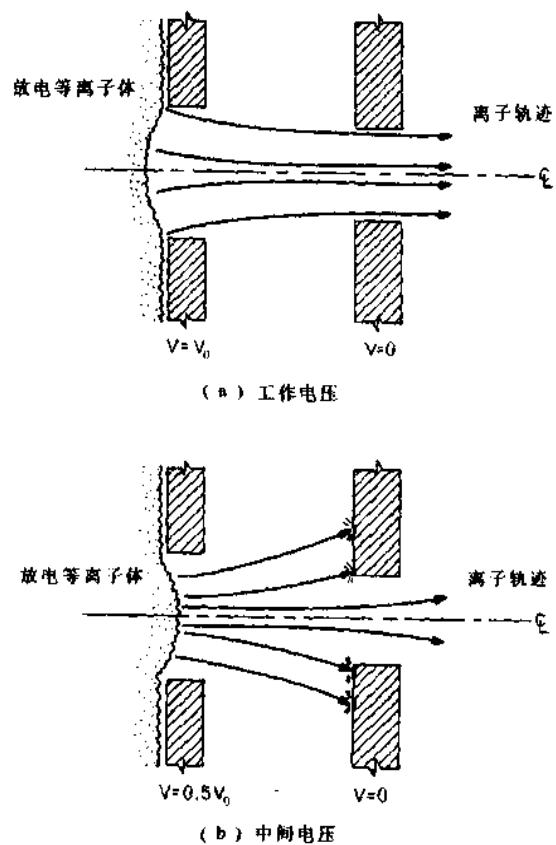


图 6.4 由于偏离最佳工作条件离子束的散焦。(a)对工作电压作适当优化后的离子轨迹,所有离子轨迹,包括在束边缘口的那些都穿过加速电极上空隙;(b)偏离最佳工作电压,造成离子轨迹与加速电极相交

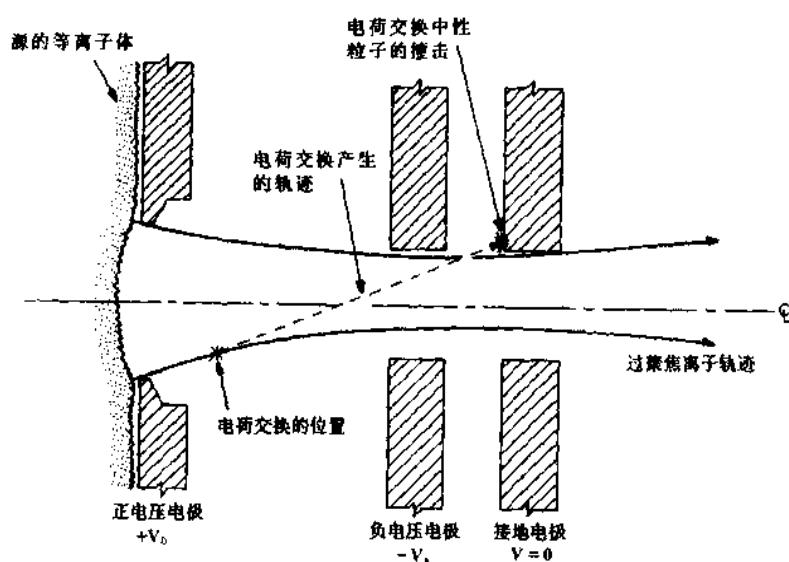


图 6.5 中心线上面的是三电极离子加速器系统的最佳轨迹的说明;中心线下面的是过聚焦离子轨迹的说明。在离子轨道的早期部分中形成的电荷交换中性粒子可以撞击加速器,缩短其寿命

6.4.2 功率沉积极限

由辐射、寄生离子、电子和中性粒子通量沉积到电极上的功率，必须通过辐射或用流动冷却剂去掉。在很多离子源中，加速电极是用片状金属制成的，除辐射外不能被冷却。如果流到电极表面上的寄生功率是每平方米 ϕ_p 瓦的话，根据斯特藩-玻尔兹曼定律，令它等于辐射功率：

$$\phi_p = \epsilon\sigma T^4 \quad (\text{W/m}^2) \quad (6.17)$$

式中 ϵ 是发射率， σ 是斯特藩-玻尔兹曼常量。 $\sigma = 5.671 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ 。

若电极材料熔化温度为 T_m 和熔点处的发射率为 ϵ_m ，可以得到未冷却的片状金属电极辐射的最大功率。对铝而言， $(\phi_p)_{\max} \approx 0.82 \text{ W/cm}^2$ 是一个相当低的值，这表明把入射未冷却电极表面上的功率通量减小到绝对最小值的重要性。

如果用流动冷却剂主动冷却，可用最先进的航天技术提高到 5 kW/cm^2 的热通量。但是，这种高通量，由热应力产生裂纹的冷却方法会缩短材料的寿命，导致必须在真空系统中工作的器件易于损坏。

6.4.3 设计最佳化

已在或接近空间电荷限制的电流下，为保证穿过电极系统的离子轨道不受阻碍，必须使离子源的几何尺寸最佳化。图 6.6(a) 中给出 (Coupland et al. 1973) 为获得不交叉离子轨道的最佳电极厚度 t ，电极间距 d ，电极半径 r ，加速电位 V_0 和减速电位 V_a 。这些轨道的切线(电荷交换中性粒子轨道)，也不与电极交叉。根据这些作者提到的正的引出电极的凸起，很容易进行不交叉离子轨道的最佳设计。

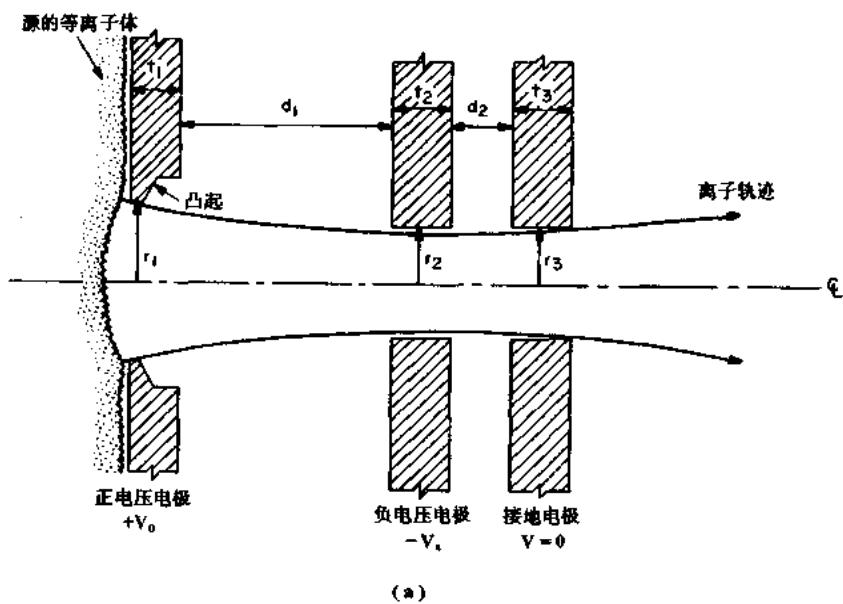


图 6.6 加速-减速三电极源中的离子轨道的最佳化

(a) 为保证离子轨道适当的聚焦必须最佳化的参数的说明，包括电极厚度 t ，电极间距 d ，电极半径 r

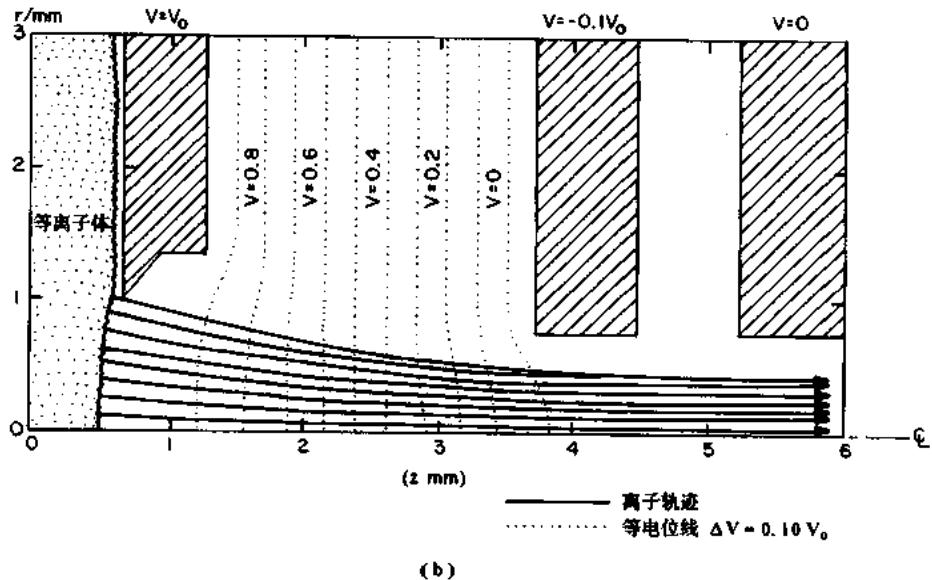


图 6.6 加速-减速三电极源中的离子轨道的最佳化(续)

(b)Cooper 等(1972)报道的轴对称三电极结构中,聚焦的离子束轨迹与等位线

图 6.6(b)给出 Cooper 等(1972)研究的三电极等电位结构.这是一种加速-减速结构.源的电位 $V=V_0$, 加速电极的电位 $V=-0.1V_0$, 当束离开源时, 为保证其在地电位上, 所以最后一个电极的电位 $V=0$. 几何尺寸最佳化的这种源, 使离子轨道及其切线不与电极相交. 左边的源电极和中间的加速电极之间用虚线表示的是等位线.

6.5 考夫曼离子源

这个源是由 Harold L Kaufman(1961,1963)和他的同事们在美国航空和航天管理局的 Lewis 研究中心研制成的. 从 1958 年以来已经用了几十年, 也叫做考夫曼发动机或电子轰击离子源. 考夫曼离子源已经达到很高的利用效率和电效率, 分别高于 0.9 和 0.95. 它有很长的寿命, 作为轨道应用中的静电推进器, 其寿命已超过了一万小时.

6.5.1 基本结构

图 6.2 表示有代表性的考夫曼离子源, 它在 60 年代和 70 年代的离子发动机的工艺中体现了其先进性. 在这种轴对称的离子源中, 离子是在气压低于 1mTorr 的直流辉光放电的放电室中产生的. 放电室中加上了 5~12mT 的弱磁场, 足以磁化电子, 但不能磁化离子. 辉光放电是靠加在放电室外围的轴对称阳极与空心阴极电离器之间的隙上的几百伏电压维持的.

考夫曼离子源采用一个空心阴极来电离工作气体, 并把它做为电子发射器. 由于在航天应用中需要把离子束中性化, 因此用第二空心阴极发射电子进入离子束中来保持中性化. 图 6.7 给出用水银蒸汽和氖气工作的最佳航天考夫曼离子源. 寿命长于一万小时, 电流密度在蔡尔德定律电流的 80% 和 90% 之间.

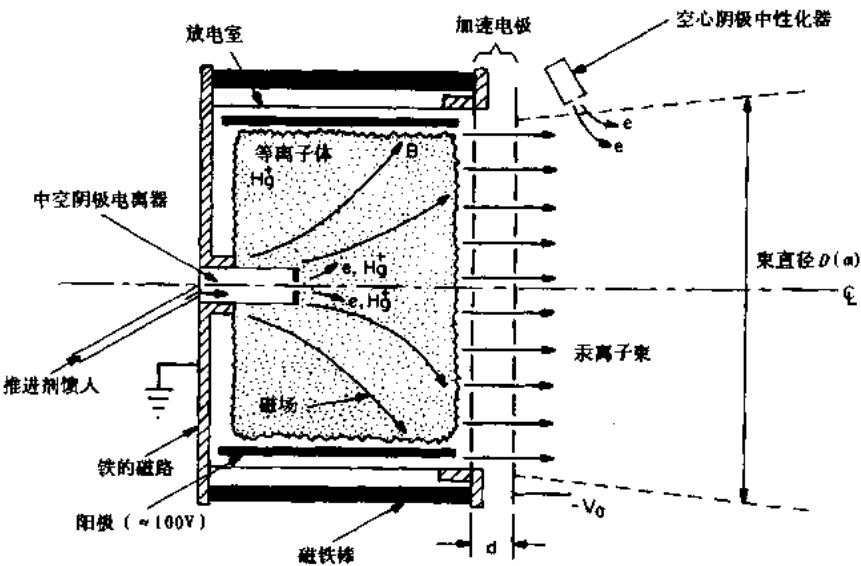


图 6.7 考夫曼离子源,也称为电子轰击离子源,这个空间电荷限制下的源已被用于空间推进器

6.5.2 另一种结构

在 60 年代的十年间,试验了很多种结构的考夫曼离子源,其中一些结构对某些气体或特殊的工业应用具有独特的优点。图 6.8 给出各阴极结构。图 6.8(a)是发夹式阴极结构,图 6.8(b)是白炽高熔点的发射体结构,图 6.8(c)是空心阴极结构,空心阴极结构对航天和很多其它应用可优先选用。

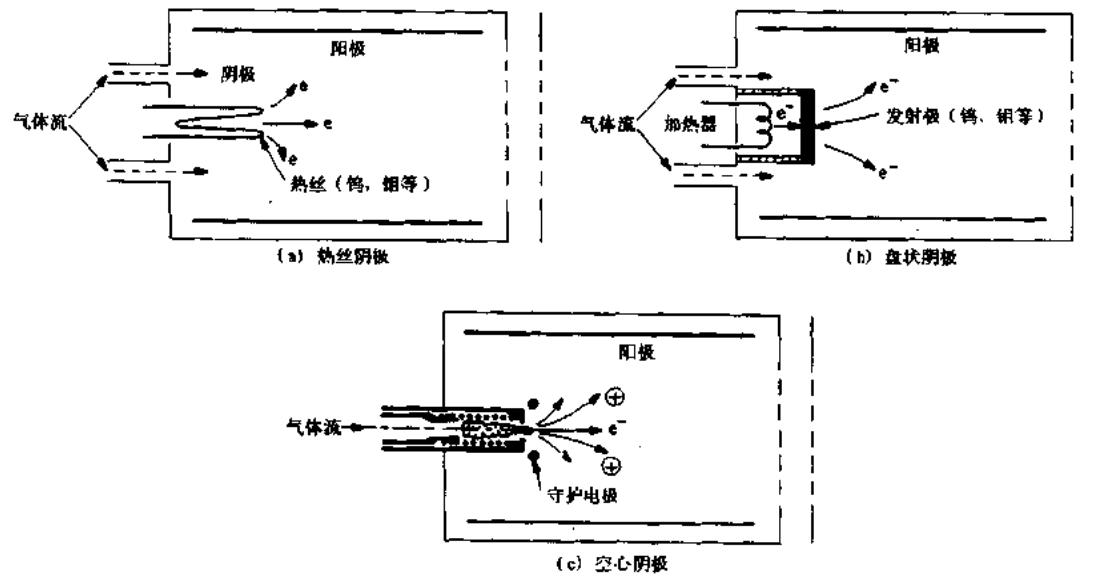


图 6.8 考夫曼源的不同阴极结构,这一类源在早期寿命并不重要。
 (a)用一个或多个发夹热丝作电子源及独立的中性气体摄入;(b)片状阴极
 结构,独立的气体摄入和可以把片状电子发射极加热到炽热的加热线卷;
 (c)空心阴极用作电子源,在中性气体进入放电室之前把它电离

图 6.9 给出一些试验过的供气体结构. 图 6.9(a)给出反方向把中性气体馈入放电室, 图 6.9(b)给出放电室背面有很多小孔供给中性气体的“喷射头”, 图 6.9(c)给出空心阴极, 气体流经空心阴极, 并在这种过程中被电离. 所有这些供气结构都可能得到高的总气体利用率, 可能是由于在考夫曼源工作的低气压下, 气体在放电室自行分布均匀, 而与如何注入无关.

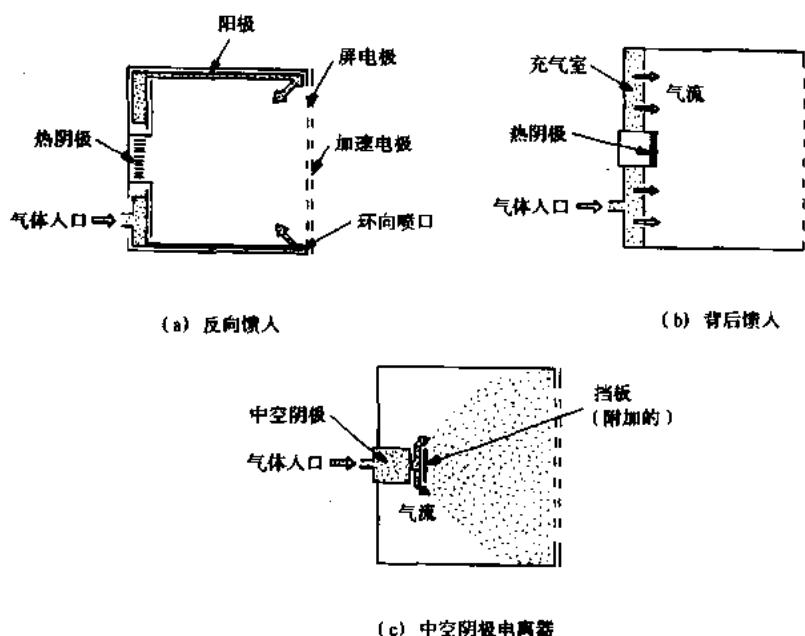


图 6.9 考夫曼源的气体注入机制.

(a) 反向注入, 气体向放电室的后部注入; (b) 背后注入, 气体流被放电室后部的充气小室分散并通过大量小孔漏进放电室; (c) 空心阴极电离器, 中性气体通过空心阴极时被电离并形成中性化器中产生的等离子体的电子发射

用来改进考夫曼离子源放电室的电效率的磁场位形包括图 6.10(a)给出的沿轴向看去是多极形的磁场位形. 这种磁场结构是最近研制的, 把具有相反极性的永久磁体放在放电室的周围. 这些多极磁体在放电室的中心产生一个无磁场的等离子体, 等离子体运至阳极, 在靠近阳极被增强的磁场(磁镜)减速.

图 6.10(b)给出用途最少的轴对称磁场位形沿着放电室轴是均匀一致的, 这里的等离子体有被束缚在与空心阴极表面接触的磁力线上的倾向. 图 6.10(c)给出最有效的轴对称磁场位形, 磁场从空心阴极电离器发散到加速栅极, 与空心阴极边连接的磁力线, 刚好触到放电室的一端. 在加速栅极表面散开的等离子体非常均匀. 最后, 图 6.10(d)给出过度发散场, 效率很低, 因为离子沿磁力线直接从阴极运送到阳极.

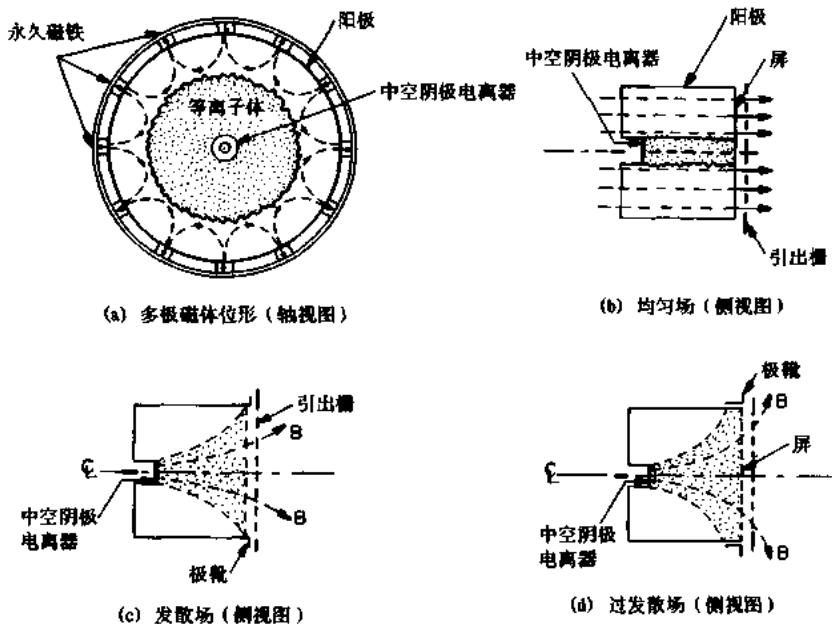


图 6.10 考夫曼源的磁场位形.

(a) 多极磁体位形的横截面图, 小的永久磁铁沿放电室的外表面轴向放置, 提供一个多极会场; (b) 整个放电室内有均匀磁场的放电室的轴向横截面图; (c) 导致更均匀的等离子体径向分布的发散场位形的轴向横截面图; (d) 过发散位形的轴向横截面图, 由于沿从阴极到圆柱形阴极电场的直接电流, 放电室的效率降低

6.5.3 工作特性

为航天研制的考夫曼离子源, 加速电压的范围从 $1\text{kV} \sim 10\text{kV}$, 总束流范围从 0.05A 到 10A , 电流密度范围从空间电荷限制值的 0.70 到 0.95 , 束的直径从 10cm 到 1.5m (Kaufman, 1965, Poeschel et al. 1979). 用于航天的这种类型的离子源的寿命, 超过 10000 小时. 从 1958 年至今, 考夫曼离子源比任何其它离子源都研究得更广泛, 并被广泛用于工业离子束溅射和表面离子研磨.

6.6 彭宁放电离子源

彭宁放电是在 30 年代由 Frans Michel Penning (1894—1953) 发明的 (Penning, 1936, Penning and Moubis 1937), 并由 R G Meyerand 和 S C Brown (1959) 改进成离子源.

6.6.1 彭宁结构

彭宁离子源类似于由 Meyerand 和 Brown 研制出来的结构如图 6.11 的示意简图. 彭宁放电离子源是由磁电约束等离子体组成, 轴向磁场和轴向电位阱提供电子的整体约束. 电子被轴向静电阱捕获, 被径向磁场约束, 直到发生碰撞和电离, 使等离子体在本底中性气压低至 10^{-7}Torr ($1.33 \times 10^{-5}\text{Pa}$) 下仍能维持. 电子-中性粒子碰撞发生雪崩, 直到电离

的损失过程达到稳定状态为止。彭宁等离子体的初始电子，来自本底辐射的体电离、来自冷阴极的二次发射，来自如图 6.12 所示的热灯丝或空心阴极。

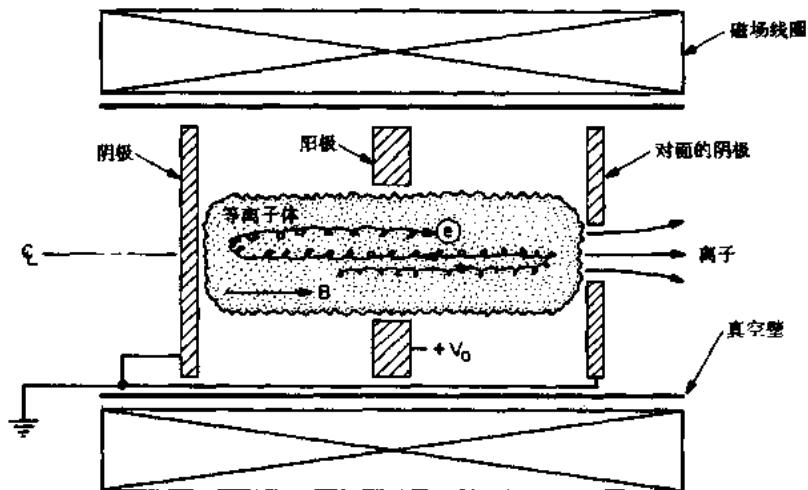


图 6.11 彭宁离子源，在中间有一个圆环阳极，两个端部都有一个阴极，其中一个阴极中央有一个小孔，离子从此小孔溅出

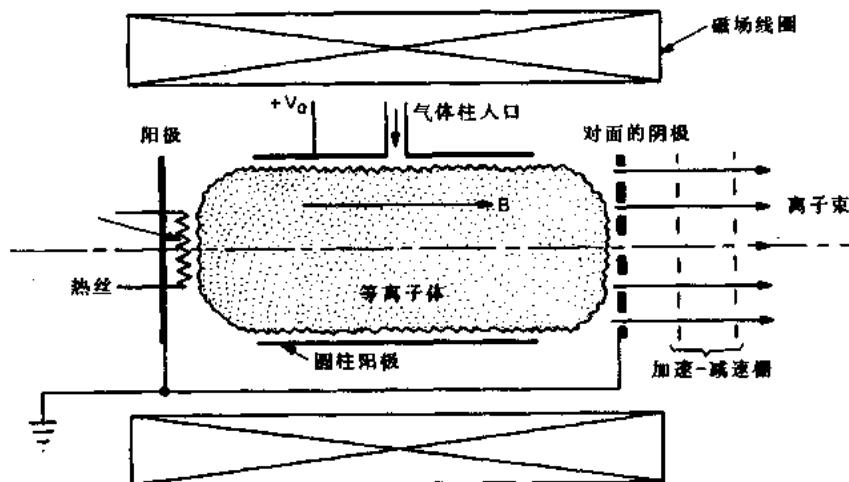


图 6.12 双彭宁等离子体的彭宁离子源结构，电子由左边的热丝或空心阴极发射，在阴极与对面阴极之间产生等离子体，在双彭宁等离子体中，气体径向注入阴极圆筒，离子由对面阴极上的小孔引出，这个阴极也可用加速栅取代

虽然轴向静电电位分布对电子是一个位阱，但对在阳极和阴极之间的离子却产生一个推力。Meyerand 和 Brown(1959)注意到，如果在一个或两个阴极上开一个孔，离子不会碰到阴极而穿过孔，形成一个相当强的离子束。彭宁离子源可以在气压 10^{-7} Torr(1.33×10^{-5} Pa)至 100mTorr(13.3Pa)间工作，磁感应强度从 0.01 至 3T，阳极电压 100V 至 50000V，电流从 10^{-7} 至 20A，电子动力温度从 2 至 15eV，产生的离子能量可以从小于一个电子伏至几千个电子伏。

6.6.2 彭宁离子源的离子加热

作为离子源的彭宁放电的一个有趣的性质是可以产生千电子伏的动能，远高于本底电子的动力学温度(Meyerand and Brown 1959; Roth 1966, 1973a, 1973b)。这种高离子能量与彭宁源的等离子体和阳极之间可以有一个超过 1kV/cm 的径向电场有关。这导致方位角方向的 E/B 漂移产生的电磁加热，漂移速度为

$$v_d = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} = \frac{E_r}{B} \quad (6.18)$$

对应于这一漂移速度的动能为

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2}mv_d^2 = \frac{m}{2} \frac{E_r^2}{B^2} \quad (6.19)$$

这样，在彭宁放电中，粒子能量与质量成正比，这就是为什么在低气压彭宁放电中离子能量往往大于电子能量的原因。

在压力低于 $30\mu\text{Torr}$ ，磁场 0.2T 的情况下，彭宁放电变得汹涌，可以提供动力温度高达数千电子伏的呈麦克斯韦分布的离子(Roth, 1973a, 1973b)。在 $0 < E < E_{\max}$ 范围内，为得到均匀的离子能量分布函数，还可以调整工作参数， E_{\max} 范围由方程(6.19)给出，在高于 $100\mu\text{Torr}$ 的较高气压下，所观测到的离子能量分布接近在彭宁阳极电压下的单能分布。这些离子在阴阳极的静电位梯度中获得高能量。

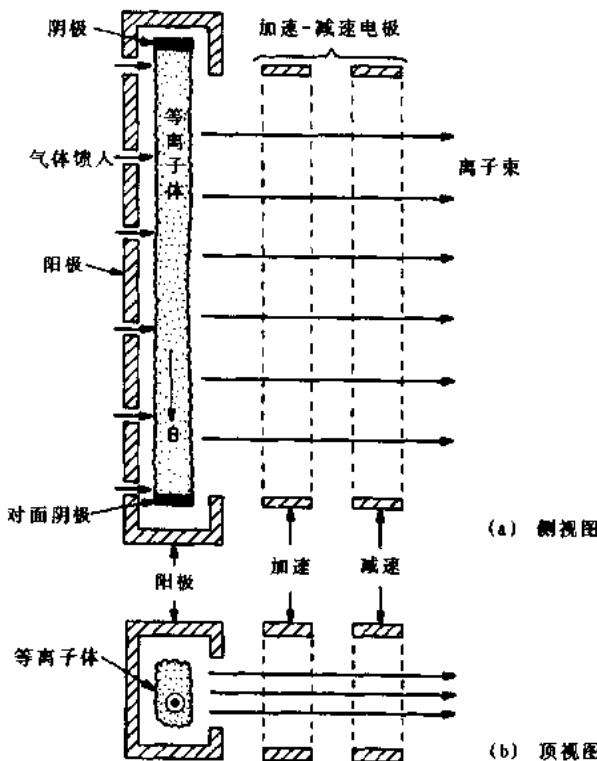


图 6.13 电磁同位素分离器的彭宁源，产生长的、窄的离子束，侧视图中给出了具有轴向均匀磁感应的产生离子的彭宁放电，离子沿等离子体长度方向引出并被加速-减速结构加速

6.6.3 其它彭宁结构

彭宁离子源可以在双彭宁离子源结构下工作，这种双彭宁离子源是在橡树岭国立实验室由 Stirling 和 Morgan 等作为聚变有关的离子源研制成的。图 6.12 给出这种改进型的彭宁放电，在这种放电中，彭宁离子源把离子供给加速-减速结构。

如图 6.13 所示，电磁同位素分离器的离子源是一种长的薄的彭宁离子源，离子由连在与轴垂直的方向拉出。这种电磁同位素分离器离子源，最初用在电磁同位素分离器上，它们需要一个长且薄的离子束。

图 6.14 所示是彭宁溅射离子源，高熔点材料的原子在彭宁放电等离子体中被电离形成离子束。在这种源中，离子轰击用高熔点金属材料制成的彭宁类阴极，希望该材料形成离子束。阴极被加热，使阴极材料的中性原子能

从表面上溅射或蒸发，在彭宁等离子体中变成离子，然后被左边的阴极加速形成离子束。

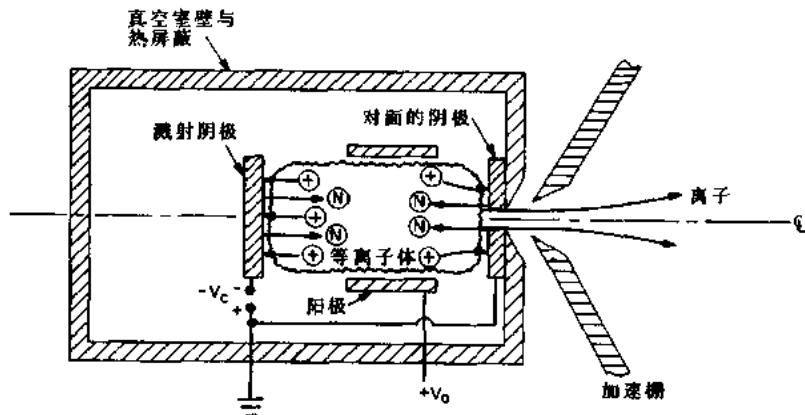


图 6.14 溅射离子源，彭宁放电的右边阴极偏置以引出离子。加热到灼热后，中性原子被释出并在放电中电离，从对面阴极引出形成离子束

6.7 束-等离子体离子源

通常，束-等离子体离子源利用的是在阴极（通常是一个加热灯丝）和阳极之间的电子束或直线直流电弧放电。电子束与包含有用成分的气体相互作用产生等离子体，离子从等离子体中引出，然后用分离的电极把离子加速到希望的能量。

6.7.1 毛细弧源

图 6.15 是为高能物理研制的毛细弧源，用于有时希望用放射性材料、稀有的或贵重的固体材料产生离子束。在这种源中，通过左边的一个小的毛细开口的阴极和阳极之间拉弧。毛细弧终止在加热阳极上，阳极蒸发并发射原子进入弧内。这些原子被电离，由垂直于弧轴的小孔引出，然后把引出的离子加速形成离子束。

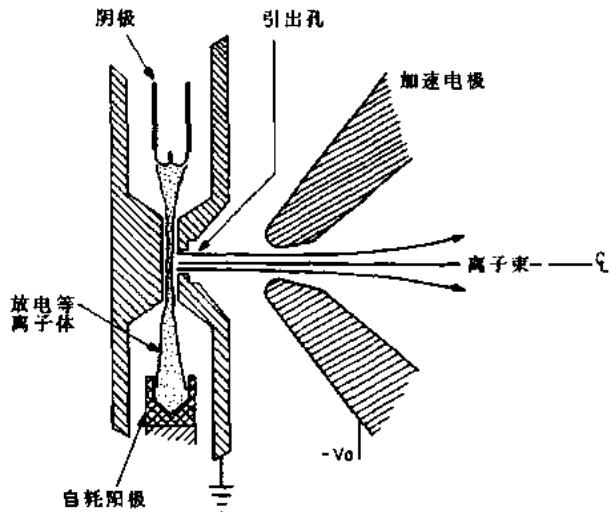


图 6.15 毛细弧源，在阴极与图中下方的阳极间拉弧。毛细管弧终止在阳极上，使其加热，其材料被蒸发，从阳极蒸发的原子被电离并通过毛细管的径向小孔引出，被加速形成离子束

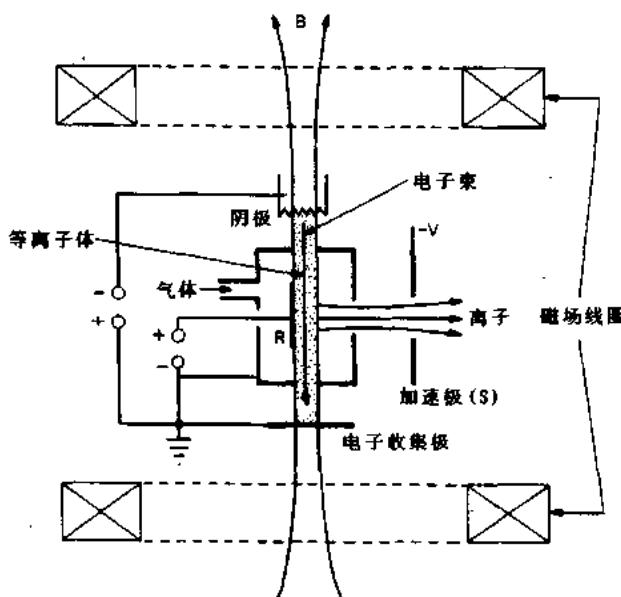


图 6.16 垂直束-等离子体源, 电子束在阴极与电子收集极间沿磁力线运动. 电子束在小室内产生等离子体, 在垂直于磁场方向从等离子体中引出离子并被外置电极系统加速

面的源相似, 工作气体被电子束电离, 但是, 离子沿磁场轴向引出, 并加速形成单能离子束.

6.7.2 垂直束-等离子体离子源

另一种离子源, 即图 6.16 所示的垂直束等离子体离子源对原子气体很有用. 这种源类似于电磁同位素分离器离子源, 但是工作气体是用电子束电离的, 而不是彭宁放电等离子体. 在这种离子源中, 用线圈产生的磁场与离子束垂直, 在阴极和阳极之间沿磁力线方向拉出强流电子束. 电子束与隔离室中的工作气体相互作用产生工作气体的离子, 其中有一些离子在垂直于电子束方向上引出, 并被一组栅极加速形成离子束.

6.7.3 平行束-等离子体离子源

图 6.17 所示是一个平行束-等离子体离子源. 在这种结构中, 与前

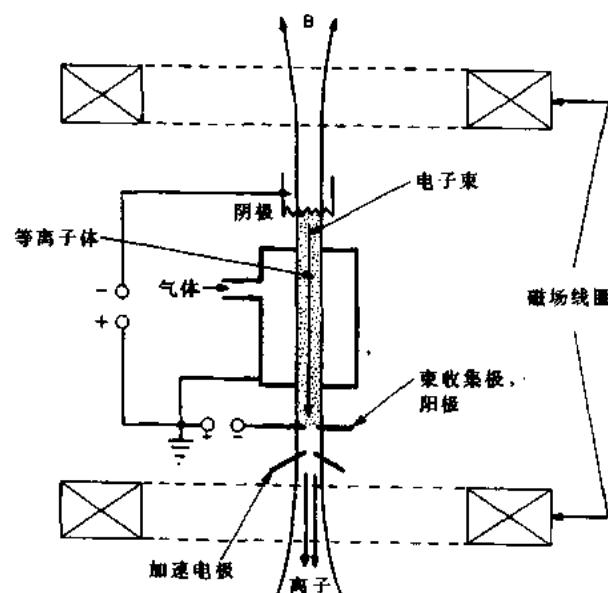


图 6.17 平行束-等离子体源, 类似于图 6.16 的源, 但离子是轴向沿磁场引出的

6.8 冯阿登离子源

这些源最初由冯阿登(von Ardenne 1956)介绍的,这种源已经被其他作者发展并用于原子物理和核物理研究.

6.8.1 冯阿登离子源

图 6.18 给出代表性的冯阿登源.一般这种源是轴对称的几何形状,物理尺寸相当小,其工作很类似于空心阴极电子源,但是引出电极抑制了电子发射,代替以从稠密的浓缩的等离子体中引出离子,此等离子体位于灯丝和中间电极之间.为了达到希望的离子光学条件,用铁加速电极产生强磁场和使磁场成形.

类似空心阴极电子源,冯阿登离子源需要一个轴向气体流.为了稳定工作需要一个守护电极(Keeper),为了产生一个单能轴向离子束,一般要有加速电极.流过源的气流由希望电离形成束的原子粒子构成.因为有些型号的这种离子源使用热灯丝,这种冯阿登源易受化学腐蚀.改进型的冯阿登源,用一个空心阴极代替灯丝作为电子源,并省去轴向磁场.

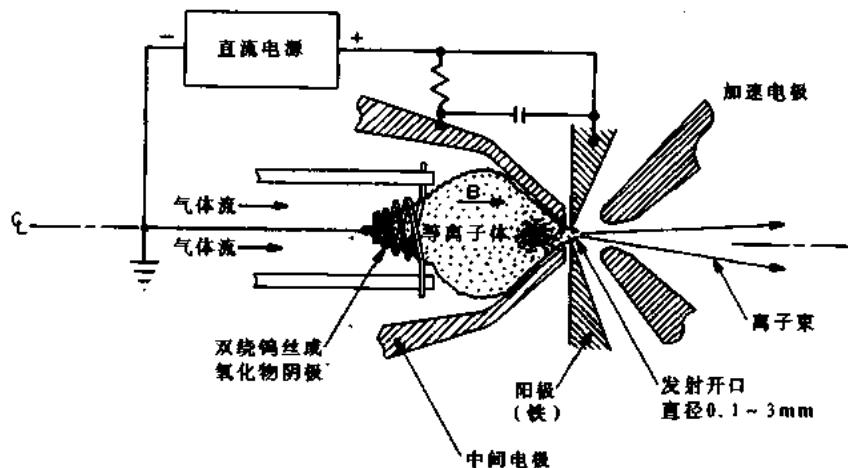


图 6.18 冯阿登离子源,由左边的源与右边的加速电极组构成,在引出极孔内产生稠密等离子体,离子是由流动气体通过热丝形成的放电等离子体中产生

6.8.2 毛细管离子源

图 6.19 所示是毛细管离子源.这种源类似于冯阿登源,但通常尺寸要小得多.毛细管离子源与冯阿登源不同的是,它没有外部加热的阴极.为了稳定地工作,用一个守护电极代替.工作稳定需要一个轴向气流,它对产生毫安级及其以下的低电流是一种好的离子源.

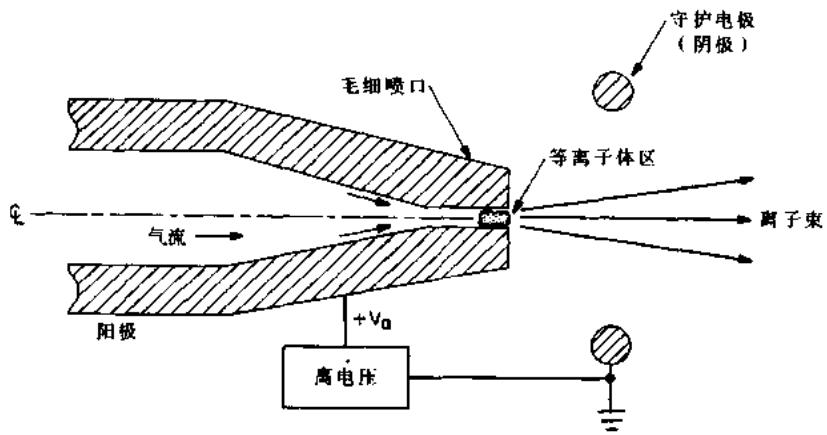


图 6.19 毛细管离子源,类似于 Lidsky 空心阴极,气流通过在小毛细喷嘴处的稠密等离子体区,在守护电极与毛细喷嘴间维持高电压,离子从等离子体区引出

6.8.3 津恩(Zinn)离子源

图 6.20 所示是津恩(Zinn 1937)离子源,它也类似于冯阿登离子源,但在环形阴极和阳极之间拉弧,这个弧通过一个环形空间转一个直角后终止在同轴阳极上,在阳极端部和中间电极之间的稠密等离子体中形成离子并被引出电极加速,形成离子束。离子可以由同轴地流入的工作气体形成,或者由固体阳极材料的蒸发或溅射形成。

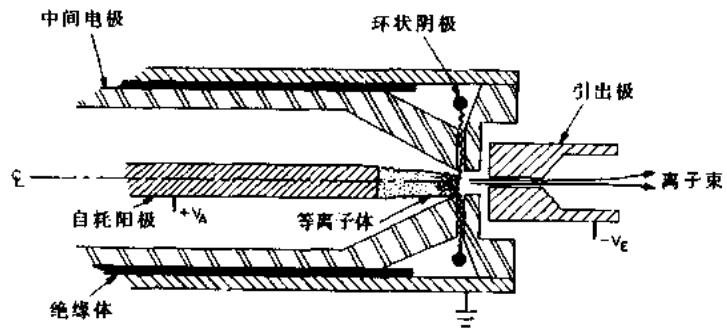


图 6.20 津恩(Zinn)离子源,左边的轴向阳极,径向穿过小侧口至环形阴极之间拉弧、在这个区中形成的离子体中引出离子,被右边的引出极加速形成离子束

6.8.4 电子加热蒸发离子源

在某些应用中,希望由固体或高熔点材料形成离子束。图 6.21 所示是可选的一种电子加热蒸发离子源。可消耗的轴向电极中应含有形成离子束的材料。它的工作在某些方面像津源,但依靠把轴向阳极加热至灼热,由此蒸发电极材料,并被阳极和环形灯丝阴极之间的强等离子体电离。这种源通常工作在 1000K 以上。为了减少所需求的功率,像图 6.21 所示的那样,通常在源的周围采用热屏蔽。

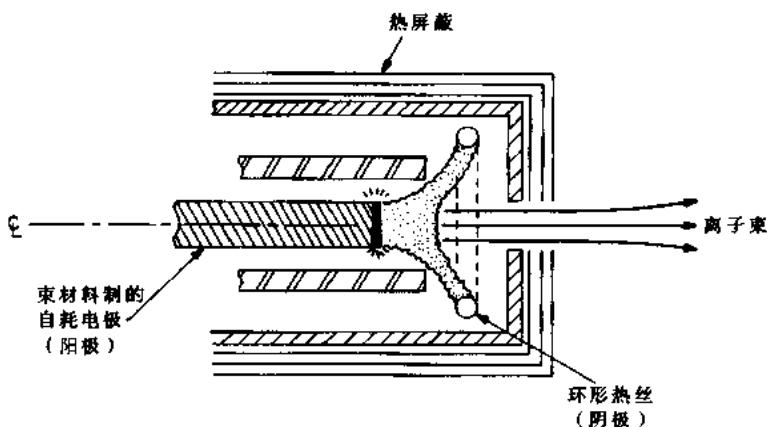


图 6.21 电子加热蒸发源, 类似于津恩(Zinn)源, 自耗电极至环形热丝之间拉弧, 当电极材料蒸发时, 形成离子, 被引出形成离子束

6.8.5 空心阴极冯阿登离子源

图 6.22 给出一种小型冯阿登离子源, 采用一个空心阴极代替热灯丝。这种结构在尺寸上可以做得小一些, 这只对需要极为稀有的材料或放射性材料的小电流有用。

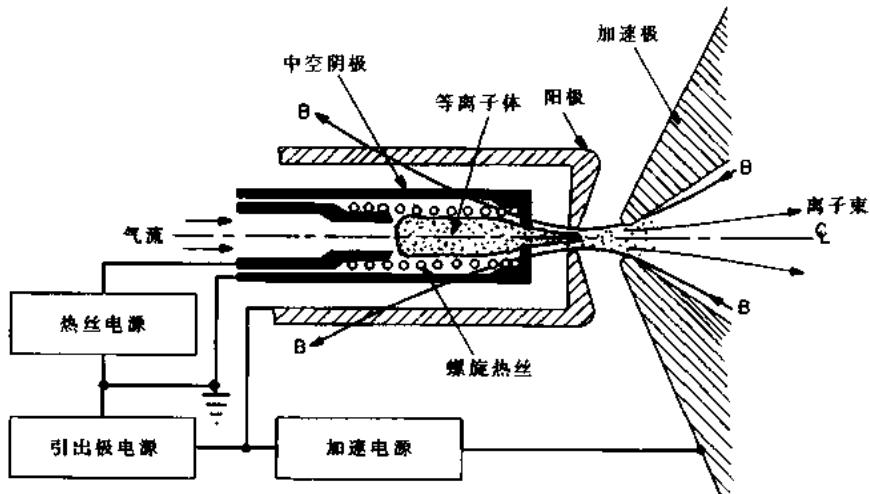


图 6.22 磁化空心阴极离子源, 类似于冯阿登离子源,
加上空心阴极以改善离子引出效率

6.9 弗里曼(Freeman)离子源

图 6.23 所示为由弗里曼(J. H. Freeman (1963))最近发明的弗里曼源。它的几何形状为长的窄缝结构, 类似于电磁同位素分离器离子源。把气体或蒸汽送入有阳极(在几百伏以上的电压下工作)、灯丝和放电外壳的放电室中。在引出缝的后面, 用电子轰击产生等离子体。电子是从大灯丝发射出来的, 灯丝与引出狭缝平行, 并刚好在引出狭缝后面。这种

大灯丝代表了弗里曼源的特点,离子从放电等离子体中引出并被加速-减速电极结构加速。这种离子光学的设计能改善离子束的均匀性和聚焦。弱的垂直磁场一般是15mT,足以磁化和约束围绕灯丝的等离子体中的电子,但不能磁化和约束离子。

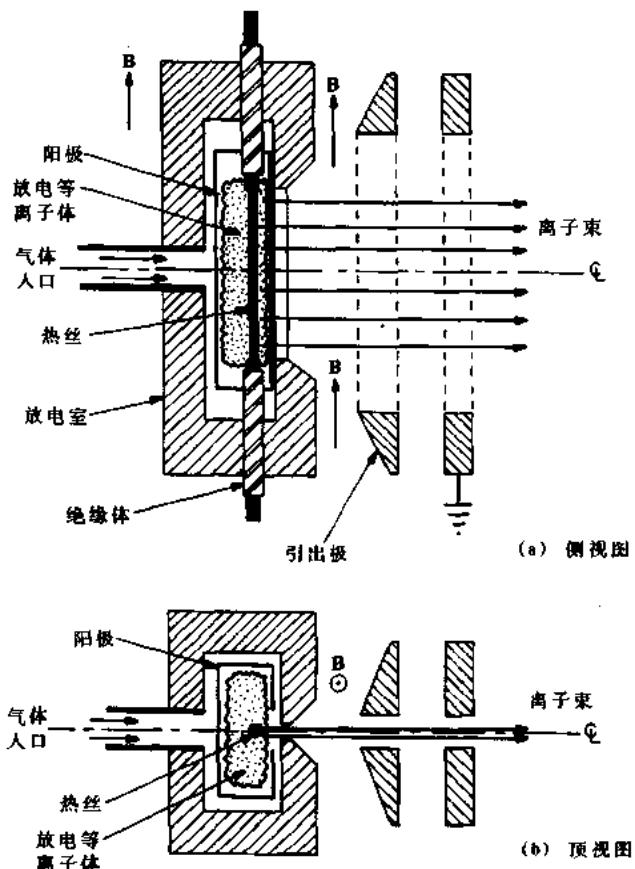


图 6.23 弗里曼离子源的侧视图与顶视图,恰好在垂直狭缝后面有一个热丝,一个弱磁场把电子捕获在热丝附近

上面讨论了很多离子源,包括彭宁、束-等离子体和冯阿登离子源,都是利用或需要电子束,或利用局部的强电场或强磁场。这些都可能产生离子加热或产生等离子体不稳定性,从而引起离子散焦并损坏离子光学系统。上述这些源和它们的变型,通常必需煞费苦心地找到放电等离子体一个稳定的工作区,没有杂乱信号或等离子体不稳定性导致束散焦。在电磁同位素分离和很多微电子的离子植入应用中,离子光学必须是很好聚焦的才能达到预期的结果。

弗里曼离子源能稳定地工作,因为在放电区中它的电场和磁场很小,而且它的少量电子束不足以驱动等离子体不稳定性。因此,它在微电子的离子植入和其它应用中得到广泛应用。Aitken(1987)和Brown(1989)介绍了改进型弗里曼离子源在这些领域中的应用。

6.10 其它离子源

6.10.1 阳极射线(Canal Rays)离子源

图 6.24 所示是阳极射线离子源, 它在历史上是有特殊意义的, 因为通过它在 19 世纪中叶第一次在实验上观察到了离子束, 虽然直到 1900 年才理解阳极射线(Canal Rays)的本质为离子束。原始的阳极射线源是由左边的直流辉光放电和阴极处的一个开口组成, 离子通过这个开口从辉光放电等离子体中逃逸出来。除阴极外, 一组电极可使离子加速到高能。

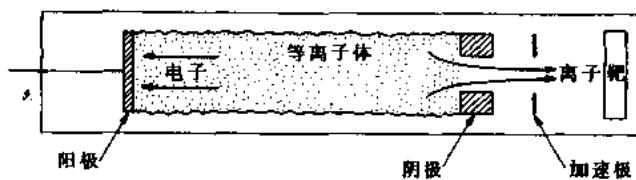


图 6.24 阳极射线离子源, 早期的离子源有个直接辉光放电, 在阴极上有个小孔, 离子逃出并加速而形成离子束

6.10.2 脉冲火花源

对某些应用, 希望有一个高密度脉冲等离子体。图 6.25 所示为脉冲火花离子源, 在轴上的可耗高压电极和高熔点带孔电极(是这个源接地外壳的一部分)之间加一个脉冲高压。高压在轴向电极和孔电极之间拉出一个弧, 形成轴向电极材料成分的离子。如果轴向电极置于气体中, 像氢或氖, 等离子体可由轴向电极中吸收的气体形成。类似于图 6.25 的脉冲源是马歇尔(Marshall)离子枪, 它的等离子体是在两个相邻电极之间产生, 这两个电极之间的电压拉出脉冲弧。

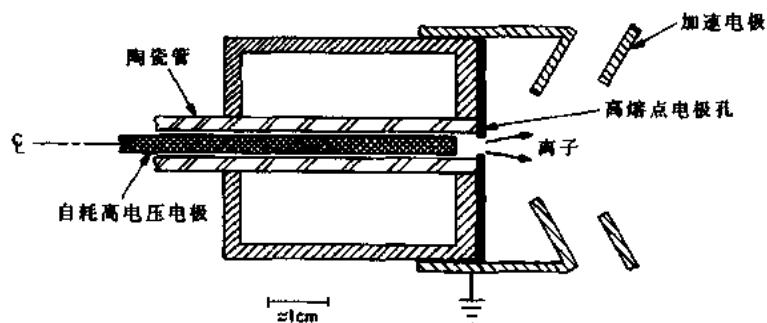


图 6.25 脉冲火花离子源, 自耗高电压电极轴向插入, 在电极与高熔点孔电极间拉弧, 脉冲弧产生稠密等离子体, 其离子被外电场加速

6.10.3 场致发射离子源

图 6.26 给出一种以完全不同的方法形成微安量级离子束的场致发射离子源结构。在这种源中, 发射电极上拉出一个很细的点, 并保持在高的正电位上, 在发射体尖端的强电

场能电离在它周围流动的工作气体。在强电场区形成的离子被发射体和接地阴极之间的电场加速。如图 6.26 的右则所示，轴向逃逸的离子形成离子束。

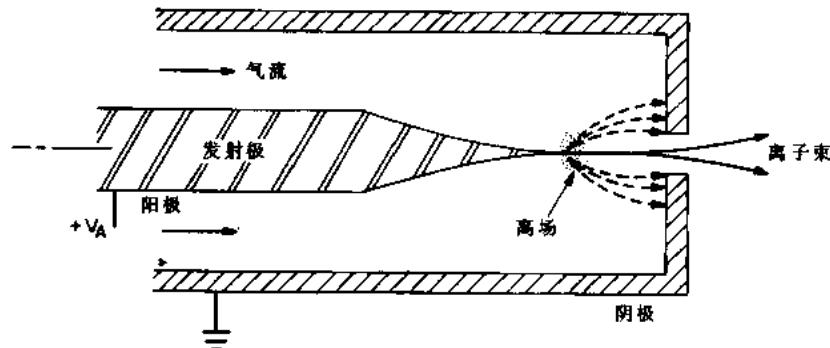


图 6.26 有气体注入的场发射离子源，在高电位的发射极的尖端维持非常强的电场，通过这个尖端的气流被电离，离子被强电场加速通过阴极上的孔，形成离子束

图 6.26 所示是使用气体的场致发射离子源，图 6.27 所示是馈入液体的场致发射离子源。后者有一个细毛细管的同轴阳极，沿着它的轴维持高的正电位。待电离的液体沿着毛细管送到尖端，在这里当液体分子蒸发进入真空中，包围液体的分子被这里的强电场电离。产生的正离子被阳极和周围结构之间的电场加速，形成离子束。场致发射离子源的一个缺点是通常不能产生单能离子或单原子离子。

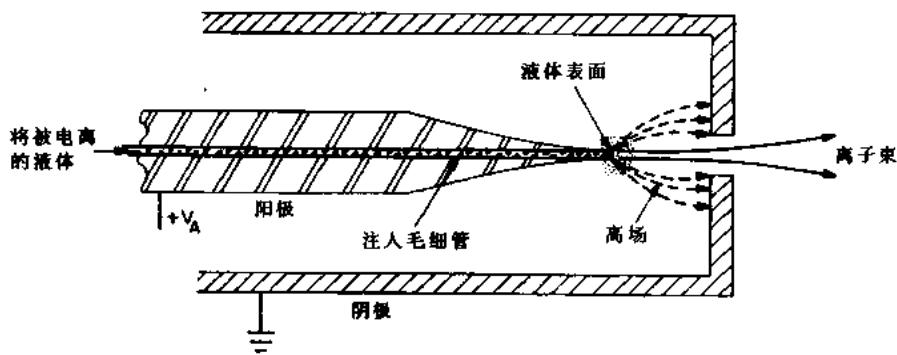


图 6.27 有液体注入的场发射离子源，阳极中有一个小的轴向毛细管，其中将被电离的液体由毛细管作用而被送到尖端

6.11 表面电离源

60 年代期间，表面电离源是作为航天推动的离子发动机和作为等离子体横越磁场的横向输运的基本研究用的静态等离子体源(Q 装置)发展起来的。表面电离源用于产生碱金属离子束。这种源被利用的依据是，当碱金属或其它低电离电位的元素脱离灼热的高熔点材料表面(如钨或钼)时，如果原子的电离电位小于表面的功函数，可以以电离态脱离表面，钨表面的功函数是 4.55V。

6.11.1 福雷斯特多孔平板离子源

福雷斯特(Forrester)多孔平板离子源最先由 A. Theodore Forrester(Forrester et al. 1963, Forrester 1965, 1988)研制成的, 图 6.28 为这种源的示意图。这种离子源是靠左下方的贮存器中形成的碱金属蒸汽工作的。把金属蒸汽送到多孔钨电离器板的后面, 用电阻加热和热屏蔽把多孔钨电离器板保持在 1000K 以上的高温, 热屏蔽的第二个功能是避免蒸汽凝结。碱金属蒸汽可以渗透过多孔钨板中的细的毛细通道, 并以电离态从多孔钨板前表面引出(Forrester 1965)。离子被栅极系统加速, 在航天应用中通常是被一个加速-减速组合系统加速, 并形成空间电荷限制的离子束。至少有两个原因, 使得这种源没有被广泛应用: 首先是因为与多孔钨电离器保持在灼热状态下有关的大的能量损失; 第二个问题是经过长时间(几百个小时)后, 多孔钨电离器的毛细孔就烧结到一起, 逐渐阻塞了碱金属通过钨板的流动。

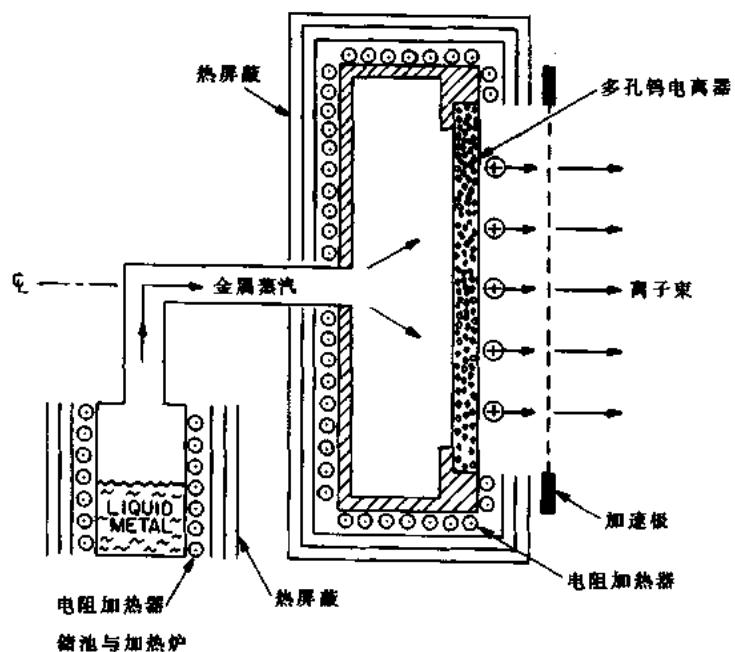


图 6.28 多孔钨表面电离离子源, 加热至灼热的多孔钨渗满了从后面送入的碱金属蒸汽, 离开电离器板前表面的碱金属离子被电离, 并加速形成空间电荷限制离子束

6.11.2 表面接触离子源

为了消除电离器板的多孔通过性降低的问题, 设计了改进型的多孔板电离源, 就是图 6.29 所示的表面接触离子源。在这种设计中, 加热炉中形成的碱金属蒸汽送到钨或铱电离器板周围, 当蒸汽接触到表面时就被电离。在表面上产生的离子被栅极的加速电场引出, 形成了离子束。这种表面电离的方法有一个缺点, 在大面积的电离器表面形成均匀的离子束是很困难的, 只对形成相当小直径的离子束有用。

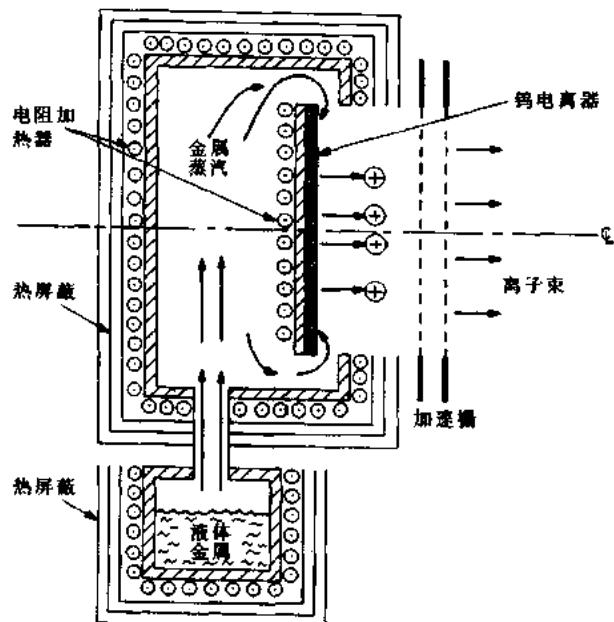


图 6.29 表面电离源，碱金属蒸汽被送至灼热钨或镍电离器板的前表面，原子变为离子，被加速形成离子束

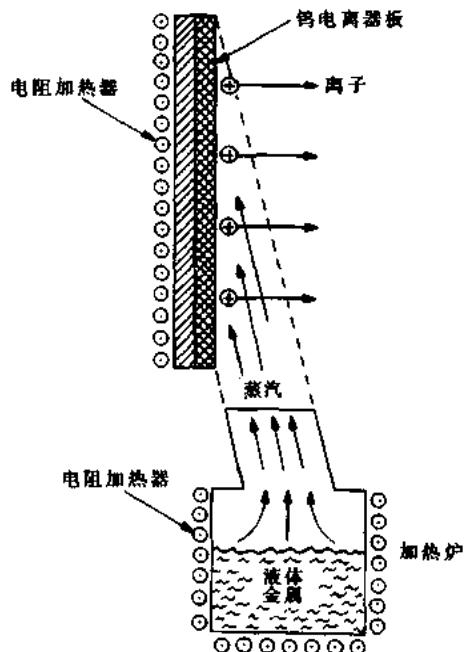


图 6.30 改进型表面电离源，蒸汽在加热炉中产生碱金属，以一个角度射到钨或镍电离器板上

6.11.3 原子束离子源

第二个改进型的表面电离源是图 6.30 所示的原子束离子源。在原子物理和等离子体研究中，当希望产生一个静态等离子体而气体利用效率可不考虑，此时可采用原子束离子源。在这种结构中，从炉子出来的液体金属蒸汽形成的束直径相当大，可通过一个准直孔流出，从而把碱金属蒸汽均匀地散布到热的高熔点金属电离板的表面上。如果碱金属的电离电位低于高熔点的金属的功函数，蒸汽就会被电离，从而建立一个大表面的碱金属离子源。

这类离子源有一个潜在的缺点，60 年代末期给等离子体物理实验带来很多麻烦，因为束的均匀性对电离板的温度很灵敏。在 60 年代中期或末期很多碱金属等离子体实验得到很多无用的数据，因为观察到很多由离子束的不均匀性和电离器板的温度梯度产生的径向电场所引起的不能理解的现象。只有在非常小心地使电离器板均匀地

发热和保持温度均匀才能产生真正静态的等离子体。

参 考 文 献

- Aitken, D. 1987 The Precision Implant 9000 Beam Line *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **21** 274—279.
- von Ardenne, M. 1956 New Developments in Applied Ion and Nuclear Physics *Atomkernenergie* **1** 121—126.
- Brown, I. G. (ed) 1989 *The Physics and Technology of Ion Sources* (New York: John Wiley) ISBN 0-471-85708-4 (see chap 9 for Aitken).
- Cooper, W. S., Berkner, H. H., and Pyle, R. V. 1972 Multiple-Aperture Extractor Design for Producing Intense Ion and Neutral Beams *Nucl. Fusion* **12** 263—265.
- Coupland, J. R., Green, T. S., Hammond, D. P. and Riviere, A. C. 1973 A Study of the Ion Beam Intensity and Divergence Obtained from a Single Aperture Three Electrode Extraction System *Rev. Sci. Instrum.* **44** 1258—1270.
- Dearnaley, G., Freeman, J. H., Nelson, R. S. and Stephen, J. 1973 *Ion Implantation* (Amsterdam: Elsevier) ISBN 0-444-10488-7.
- Forrester, A. T., Kuskevics, G. and Marchant, B. 1963 Ionization of Cesium on Porous Tungsten *Proc. 14th Int. Astronautical Congress (Paris, 1963)* p 447.
- Forrester, A. T. 1965 Analysis of the Ionization of Cesium in Tungsten Capillaries *J. Chem. Phys.* **42** 972—890.
- 1988 *Large Ion Beams—Fundamentals of Generation and Propagation* (New York: John Wiley) ISBN 0-471-62557-4.
- Freeman, J. H. 1963 A New Ion Source for Electromagnetic Isotope Separation *Nucl. Instrum. Methods* **22** 306—316.
- Humphries, S. 1990 *Charged Particle Beams* (New York: John Wiley) ISBN 0-471-60014-8.
- Kaufman, H. R. 1961 An Ion Rocket with an Electron-Bombardment Ion Source *NASA Technical Note TND-585* January 1961.
- 1963 The Electron-Bombardment Ion Rocket *Advanced Propulsion Concepts vol I (Proc. 3rd Symp. October 1962)* (New York: Gordon and Breach).
- 1965 Performance Correlation for Electron-Bombardment Ion Sources, *NASA Technical Note TND-3041* October 1965.
- Meyerand, R. G. and Brown, S. C. 1959 High Current Ion Source *Rev. Sci. Instrum.* **30** 110—111.
- Penning, F. M. 1936 Glow Discharge at Low Pressure Between Coaxial Cylinders in an Axial Magnetic Field *Physica* **3** 873—894.
- 1937 A New Manometer for Low Gas Pressures Between 10^{-3} and 10^{-5} Tort *Physica* **4** 71—75.
- Penning, F. M. and Moubis, J. H. A 1937 A Neutron Source Without Pumping *Physica* **4** 1190—1199.
- Poeschel, R. L., Beattie, J. R., Robinson P A and Ward J W 1979 3-cm Mercury Ion Thruster Technology *AIAA/DGLR 14th Int. Electric Propulsion Conf. (Princeton, NJ, Oct. 30-Nov. 1 1979)* paper 79—2052.
- Roth, J. R. 1966 Modification of Penning Discharge Useful in Plasma Physics Experiments *Rev. Sci. Instrum.* **37** 1100—1101.
- 1973a Hot Ion Production in a Modified Penning Discharge *IEEE Trans. on Plasma Sci* **1** 34—45.
- 1973b Energy Distribution Functions of Kilovolt Ions in a Modified Penning Discharge *Plasma Phys.* **15** 995—1005.
- Wilson, R. G. and Brewer, G. R. 1973 *Ion Beams-With Applications to Ion Implantation* (New York: John Wiley) ISBN 0471-95000-9.
- Zinn, W. H. 1937 Low Voltage Positive Ion Source *Phys. Rev.* **52** 655—657.

7 电离辐射源

许多高能电离辐射源均与等离子体相关或以等离子体为基础。例如在超过 300keV 的离子注入、等离子体诊断，以及用于焊接、军事武器和聚变研究领域的强流束产生等方面正在开拓更广泛的工业应用。在强流束和 X 射线或中子源，在工业射线照片、X 射线印刷术和厚度测量方面的应用也很有潜力。

本章将讨论某些传统的并与等离子体相关的电离辐射源的运行原理（这些原理看来也会在工业等离子体研究中遇到）。第 3 章中已讨论了 Vande Graaff 发生器，这里不再赘述。首先讨论高能物理“传统的”粒子加速器，接着讨论感性和阻性球状等离子体箍缩，最后是作为 X 射线和中子源的等离子体聚焦。

7.1 非相对论回旋运动

回旋加速器由带两个半径为 R_{\max} 的极靴的大电磁铁组成。两极靴间的空间形成一个大的环形盘，磁感 B 与之垂直，此磁感应可达到铁的饱和值，约为 2.0T，在极靴中间的盘形空间内插入两块 D 形结构物，称为“dees”D 形盒，它是封闭在真空系统中的。图 7.1 所示为 D 形盒的结构。它们包括两个金属电极，每个电极形成一半圆盘空腔，相互间电气绝缘。

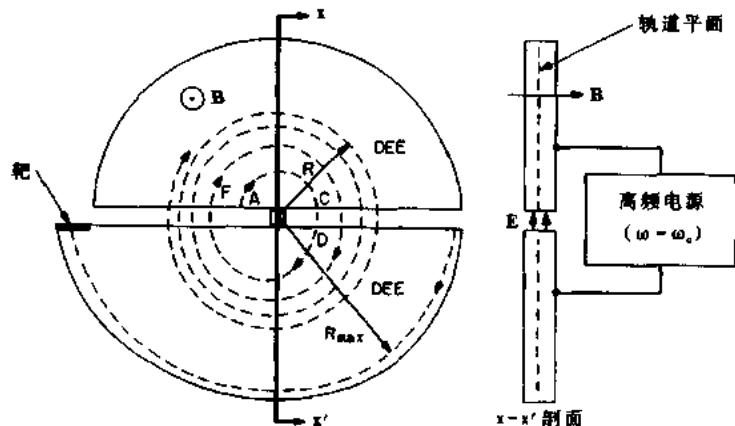


图 7.1 回旋加速器工作原理。两个中空 RF 电极，D 形盒，连接至一个振荡在磁感 B 下的离子回旋频率的 RF 电源上

在图 7.1 中，横剖面 $x-x'$ 所示为两个 D 形盒构成的空腔磁场中带电粒子回旋的轨道平面，左面为平视图，虚线所示为在回旋加速器中共振加速离子的轨道。两 D 形盒与一振荡在磁场中离子回旋频率上的 RF 源相接，频率由下式给出：

$$\omega = \frac{qB}{m_0} \quad (\text{rad/s}) \quad (7.1)$$

在图 7.1 中，一离子从 A 点出发，经半周回旋从 A 点到达 C 点。如果离子在共振状

态,当它到达 C 点时,两 D 形盒间的电场将加速它使之通过 CD 隙,因此,得到的能量等于电源所供的 RF 电压峰值.一旦离子到达 D 点,它又处于无电场区,将以一恒定半径从 D 至 E 回旋.由于离子处于共振状态,半周后到达 E 点,此时,由 RF 电源所加的电场反向.当离子由 E 至 F 时将再次被加速.共振离子在 D 形盒之间回旋一周将得到 RF 电压峰值的两倍的能量.那些与所供 RF 电压不同相位的离子每次回旋所获能量要少些,要产生共振,驱动 RF 电场应为下述频率:

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{qB}{2\pi m_0} \quad (\text{Hz}) \quad (7.2)$$

半径和离子动量之间的关系由下式给出:

$$R = \frac{mv}{qB} = \frac{p}{qB} \quad (7.3)$$

回旋加速器运行于足够低的能量,它是非相对论的,可在公式(7.3)的中间项中代入静止质量.半径为 R 的离子将具有如下非相对论的动能:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2}m_0v^2 = \frac{p^2}{2m_0} = \frac{q^2B^2R^2}{2m_0} \quad (7.4)$$

将 D 形盒的最大半径代入公式(7.4)的右侧项即可求得离子所能得到最大能量.非相对论回旋加速器是 E. O. Lawrence 和 S. Livingston 在 1930 年发明的,成为高能物理和加速器技术后来发展的基础.

7.2 相对论回旋运动

一个质子的静止能量为 938MeV,所以当加速质子超过约 100MeV 时,必须考虑相对论效应.由于相对质量增加,公式(7.2)所示 RF 驱动频率必须降低,以便与回旋频率保持同步,如下式:

$$\omega = \frac{qB}{m} = \frac{qB}{m_0} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (7.5)$$

式中, m_0 为粒子的静止质量.公式(7.5)也可写作

$$\omega = \frac{qBc^2}{mc^2} = \frac{qBc^2}{m_0c^2 + \mathcal{E}} \quad (7.6)$$

其中, \mathcal{E} 为以焦耳表示的粒子动能.公式(7.6)表明当粒子获得能量时,相对论回旋频率必然降低,这就使回旋加速器以脉冲或周期运行到达目标靶处产生粒子的群聚.从公式(7.6),运行周期为

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{qBc^2} (m_0c^2 + \mathcal{E}) \quad (\text{s}) \quad (7.7)$$

其中相对论动能由下式给出:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \sqrt{(m_0c^2)^2 + p^2c^2} - m_0c^2 \\ &= \sqrt{(m_0c^2)^2 + (qBRc)^2} - m_0c^2 \quad (\text{J}) \end{aligned} \quad (7.8)$$

相对论回旋加速器也可称为 FM(调频)回旋加速器或同步回旋加速器.在实践中,这些装置产生的质子至少达 450MeV,脉冲重复频率典型值为 60Hz.

相位稳定性原则对相对论回旋加速器是非常重要的。公式(7.7)中，相对论回旋加速器中的离子的周期表明，当动能 \mathcal{E} 增加，周期也随之增加，周期的相对增加，使加速的离子形成相位群聚，并保持在该状态。

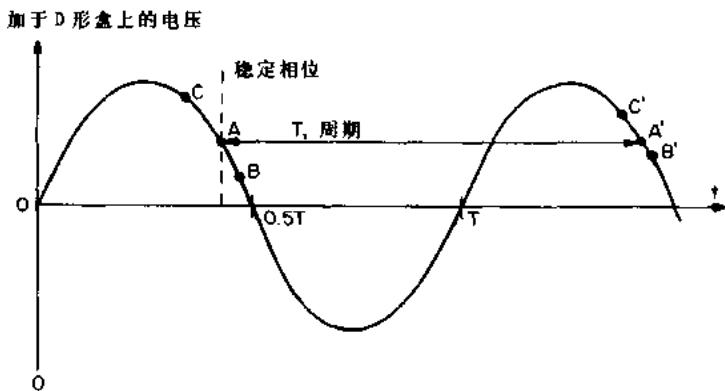


图 7.2 相位稳定的原理图。加在 D 形盒上的正弦电压表示为时间的函数，如果 A-A' 为稳定相位，则相对论效应会导致一个在 C 点的粒子变得重些并减慢至 C'。在 B 点的粒子，在相位上超前，当它越过间隙时将获得较少的能量，相对于其它粒子它将加速。

图 7.2 所示为相位稳定原理，其中供给相对论回旋加速器 D 形盒两端的正弦 RF 电压作为时间的函数给出。如果运行稳定阶段在波形的 A-A' 位置，一个滞后在 C 点的离子将经历更高的加速电压，因此将获得比在 A 点稳定状态的离子更多的能量。因为在 C 点的离子获取更多的能量，由于相对论质量增加，它将有一个较长的周期，在一周期后它滞留在 C' 位置上，离 A' 点的稳定离子更近一些。经过几个周期后，从 C 点出发的离子将渐渐趋近于 A 点的稳定相位。

如果一个离子初始时在 B 点滞后于稳定相位，由于 D 形盒间较低的加速电压，它将获得较少的能量，这就导致一个比稳态 A' 点较短的周期。较短的周期将持续几周，所以从 B 点出发的离子将从下方趋近于稳态 A。相位稳定原理说明相对论效应在相对论回旋加速器中如何将粒子群聚在一稳定相位。当接近非相对论极限时，稳定相位接近于 D 形盒间的最大电压 V_{max} 。

7.3 电子感应加速器

用一个不同于回旋加速器的感应原理来加速电子(β 粒子)的装置称之为电子感应加速器(betatron)。图 7.3 所示为电子感应加速器的结构。像回旋加速器那样，它包括带磁轭的电磁体和有空气隙的两个极靴。跟回旋加速器不同的是，在电子感应加速器里面的电子是在一恒定半径 R_0 的抽真空管子内被加速。不像在回旋加速器中通过一变化射频电场，而是通过一变化磁场把能量传送给电子。

当半径恒定为 R_0 时，在电子的相对论动量 p 和磁感应 B 之间必须维持下列关系：

$$R_0 = \frac{p}{qB} \quad (7.9)$$

为保持半径不变，当 p 增加时，磁感应 B 必须增强。相对论动量 p 由下式给出：

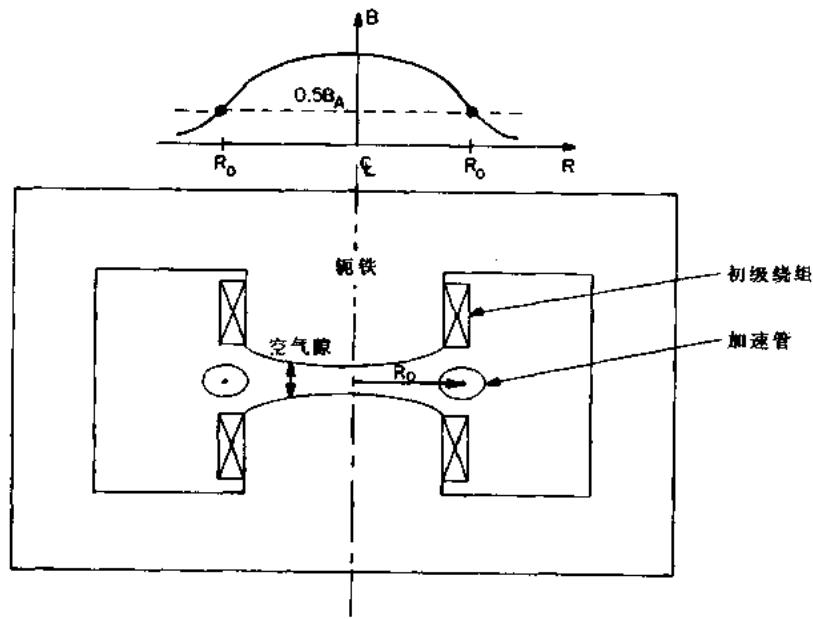


图 7.3 一个电子感应加速器的剖面,一个抽空的半径为 R_0 的加速管位于铁芯电磁体间隙的外侧,该处磁感应为 B_{av}

$$p^2c^2 = (mc^2)^2 - (m_0c^2)^2 \quad (7.10)$$

其中 m_0 为静止质量. 联立方程(7.9)和(7.10), 对恒定半径 R_0 求解, 可得

$$R_0 = \frac{\sqrt{(mc^2)^2 - (m_0c^2)^2}}{qBc} \quad (7.11)$$

感应电场 E_θ 由下式给出:

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = 2\pi R_0 E_\theta = - \frac{\partial \phi}{\partial r} \quad (7.12)$$

其中随时间变化的磁通由方程(7.12)右侧给出. 半径 R_0 处的磁通量与在半径 R_0 内的平均磁感应的关系式由下式给出:

$$\phi_0 = \int_0^{R_0} 2\pi r B dr = \pi R_0^2 B_{av} \quad (7.13)$$

在电子感应加速器内旋转的电子的角频率由下式给出:

$$\omega = \frac{eB_0}{m} \quad (7.14)$$

式中, 在半径 R_0 处的磁感应 B_0 和平均磁感应 B_{av} 都是时间的函数, 且 $B_0 = B_0(t)$ 和 $B_{av} = B_{av}(t)$.

半径 R_0 处磁感应的电子感应加速器条件为

$$B_0 = \frac{\phi_0}{2\pi R_0^2} = \frac{\pi R_0^2 B_{av}}{2\pi R_0^2} = \frac{B_{av}}{2} \quad (7.15)$$

其中, 方程(7.13)作为轨道半径 R_0 处的磁通被代入. 此条件要求, 在加速进程中要维持电子在一恒定半径上, 加速半径 R_0 的平均磁感应等于整个半径为 R_0 轨道的平均磁感应的一半. 为此加速管子被放在极靴稍外处, 以满足方程(7.15)的条件. 电子获取能量时的角

频率 ω 可将方程(7.9),(7.10)代入方程(7.14)得到,并在半径 R_0 处求解.

$$\omega = \frac{c/R_0}{\sqrt{1 + (m_0 c/eB_0 R_0)^2}} \quad (7.16)$$

当磁感应 B_0 增加时,角频率渐近于一个光速除以轨道半径的值.电子动量由下式给出:

$$p = m\omega R_0 = eB_0 R_0 \quad (7.17)$$

在电子感应加速器内电子的动能用相对论表达式表示:

$$\mathcal{E} = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + (eB_0 R_0 c)^2} - m_0 c^2 \quad (7.18)$$

对于很高的能量,如 $eB_0 R_0 c \gg m_0 c^2$.

$$\mathcal{E} \approx eB_0 R_0 c \quad (J) \quad (7.19)$$

此表达式给出的渐近能量对所有相对论的粒子加速器均适用并且表明,如果需要非常高的能量就需要或者是强磁场感应或者非常大的半径.磁感应 B_0 的值由于受铁芯饱和的限制,大约可达 2T,用超导技术也许可 6T.要产生非常高能的粒子,必须用非常大尺寸的加速器, R_0 可达到千米的量级.然而用于产生能量高达 300MeV 电子的电子感应加速器,从未有这么大的尺寸.

对电子感应加速器,要求电子轨道在加速管中,在 R 和 Z 方向(Z 为垂直于轨道平面)均保持稳定,故磁感应必须随半径而变化

$$B(r) = \frac{1}{2} B_{av} \left(\frac{r}{R_0} \right)^n \quad (7.20)$$

其中 n 参数必须在 $0 < n < 1.0$ 的范围内,这是一个条件,即磁感应以一特殊方式随着半径的增大而减小,通常要求适当的极靴形状.

7.4 同步回旋辐射

同步回旋加速器的运行原理如图 7.4 所示.

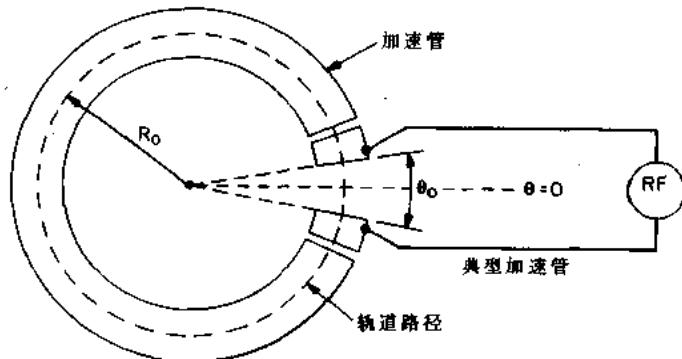


图 7.4 同步回旋加速器的工作原理,在半径为 R_0 加速管间隙两侧.
电极用频率为 ω 的 RF 源驱动

在此装置中,被加速的离子存在于一个具有恒定半径 R_0 的加速管子中,这些离子从加在一个或多个间隙上的电场获得能量,每个间隙具有张角 θ_0 ,如图 7.4 所示.一个具有可变 RF 频率 ω 的电场被加在间隙两端,保持其相位使加速离子增加能量.在同步回旋加速器中,并不需要使装有加速管的区域都布满磁感应,这样就可使这类装置与电子感应加

速器或回旋管相比有效地节省了费用。

如果在同步回旋器中的离子能量很高,使速度接近光速,则由 RF 源施加的频率等于

$$\omega \approx \frac{c}{R_0} = \frac{eB_0}{m} = \frac{eB_0c^2}{(m_0c^2 + \mathcal{E})} \quad (7.21)$$

当粒子能量 \mathcal{E} 增加时,此频率必须降低。与高能电子感应加速器相类似,在同步回旋加速器中的离子的动能可近似地给出:

$$\mathcal{E} \approx B_0ecR_0 \quad (J) \quad (7.22)$$

同步回旋加速器的优点是,不需要电子感应加速器的条件;在轨道内侧没有磁场,使它的价格远远低于回旋加速器或电子感应加速器(产生同样能量的粒子);由辐射引起的能量损失(当加速电子时这是非常重要的),可由 RF 源来补偿,事实上,电子的极限能量可通过所谓同步辐射求得,这是当电子在其环形轨道上由于离心加速时发射的。

在同步回旋加速器中的粒子动能可写作

$$\frac{\mathcal{E}}{m_0c^2} = \sqrt{1 + \left(\frac{eB_0R_0}{m_0c}\right)^2} - 1 \quad (7.23)$$

加在间隙两端的频率由下式给出:

$$\omega = \frac{eB_0/m_0}{\sqrt{1 + (eB_0R_0/m_0c)^2}} \quad (7.24)$$

式中, B_0 为垂直于轨道的磁场。为使粒子束获得连续加速,该磁感应必须以周期循环方式调制以补偿相对论质量的增大。同步回旋加速器能够加速离子或电子达到 GeV 的能量。

7.5 感应球型箍缩

由 Panarella(1980)所研制的感应球型箍缩,是惯性磁聚变能研究的进一步发展,由感应球型箍缩产生的等离子体能够发生 X 射线,可供微电子电路软 X 射线制板和工业射线照片应用。

图 7.5 所示为感应球型箍缩的简图。等离子体在一球型室内产生,其直径接近 10cm。

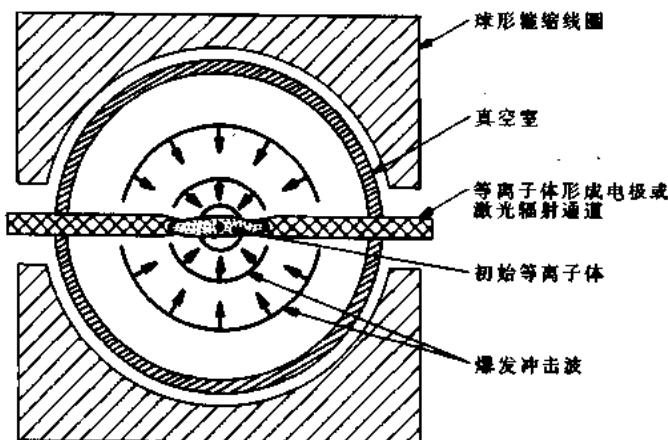


图 7.5 感性球型箍缩的工作原理。热而稠密的等离子体由等离子体形成电极间的强弧产生。经过适当延迟,大电流在球型箍缩线圈中流动,在等离子体外表而形成感应球型冲击波。爆发冲击波加热并压缩前已形成的等离子体

包括为激光入射用的窗口或沿半径方向插入的两个等离子体所形成的电极. 用激光照射或通过相当高压力下的气体, 由电容器组通过电极放电均可产生热的、稠密的初始等离子体. 然后这初始等离子体扩散充满球型空腔的大部分体积. 初始等离子体还未扩散到太远之前, 第二组电容器组通过在等离子体外的球壳上的带状导体阵列放电, 如图(7.6)所示.

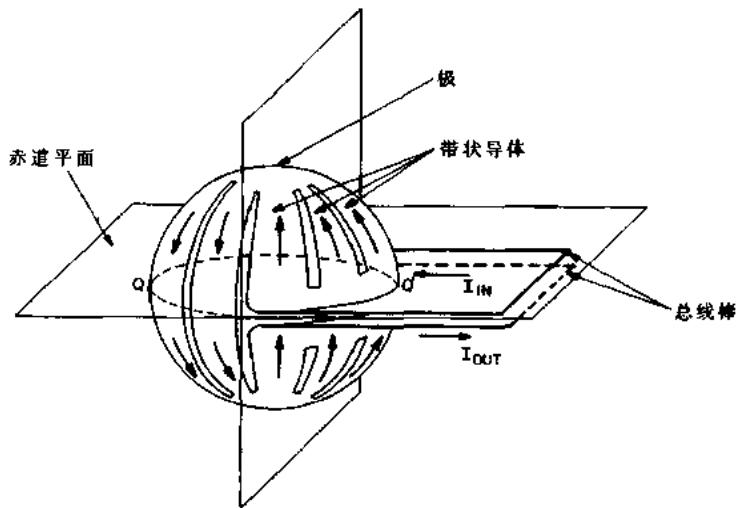


图 7.6 感性角向箍缩, 其中位于球形表面的带状导体内的快速上升电流脉冲在球形等离子体表面感生出电流. 加热和压缩的结果可产生 X 射线

在球型壳体中的快速上升电流, 在初始等离子体外表面感应出大的映象电流, 进而产生一个径向朝里收敛的球型冲击波, 它进一步压缩并加热初始等离子体. 经第二次冲击加热和压缩后, 等离子体达到足够热并稠密, 形成强 X 射线源, 直到等离子体再扩张并冷却.

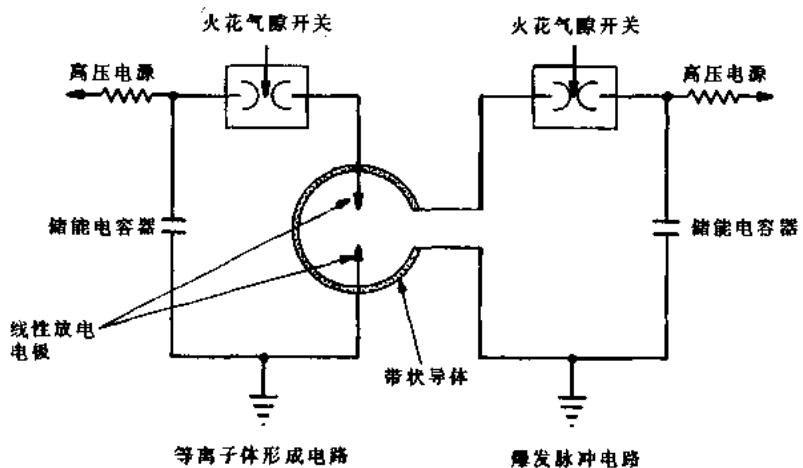


图 7.7 感性球型箍缩等离子体的回路, 用脉冲弧光放电(由左面电路供电)预先形成一个稠密等离子体. 由右面电路产生一个感应冲击波, 进一步加热并压缩预生成的等离子体

感应球型箍缩的驱动电路是基于高压电容能量存贮原理. 图 7.7 所示为初始电弧形成等离子体驱动电路的简图. 适当的等离子体弧或激光的引爆时序电路, 对感应球型箍缩

的成功运行是至关重要的(Panarella 1980, Panarella and Savic 1983, Gupta et al. 1982). 通过改变用于形成等离子体气体的类型、本底压力, 在初始等离子体形成和压缩之间的延迟, 以及压缩等离子体脉冲电流波形, 可得到不同持续时间、光谱宽度和强度的 X 射线脉冲, 感应球型箍缩曾被用作软 X 射线源的基础.

7.6 电阻球型箍缩

一个与感性球型箍缩有关的装置为电阻球型箍缩, 如图(7.8)所示. 电阻性球型箍缩产生的等离子体可用适当的可聚变气体来产生中子, 以应用于工业中子射线照相、核武器模拟及科学应用等.

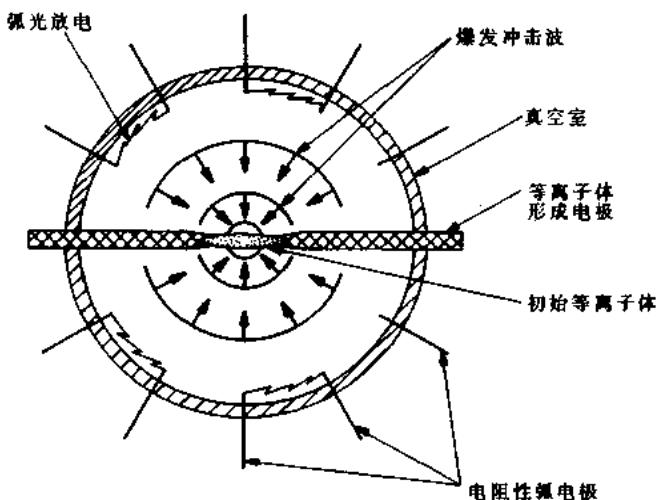


图 7.8 电阻球型箍缩的原理, 由两等离子体形成电极间的线性弧预生成等离子体. 此等离子体被球型会聚冲击波进一步压缩并加热, 冲击波是由多对电极间的电弧所产生的

电阻球型箍缩等离子体如图 7.8 所示, 它产生在直径约为 10cm 的球型室内, 球的表面分布有很多电阻性弧电极, 还有两个等离子体形成电极沿球体半径方向插入, 如图 7.9 所示. 采用图 7.10 所示的电路, 在相当低的氘气压力下通过电容器组跨接这些电极放电可得到热的氘初始等离子体.

在初始等离子体扩展至较远处之前, 第二电容器组通过位于球型空腔内表面的弧电极放电, 这突然加到等离子体表面的能量感应出径向朝里的球型冲击波, 压缩并进一步加热初始等离子体. 如果初始气体为相当低气压(相对于感应球型箍缩)的氘, 就可形成能够产生 2.45MeV 中子的强脉冲聚变级等离子体.

像感性球型箍缩那样, 阻性球型箍缩的驱动电路基于两组电容器组, 一组用以产生初始氘等离子体, 另一组用以压缩它. 为使电阻性球型箍缩正常运行, 其初始等离子体形成电阻性压缩冲击波的时序是至关重要的.

感性和电阻球型箍缩与它们的原型——柱型 θ 箍缩, 至少有两个基本不同之处, 一个值得注意的区别是它们的球型几何位形, 它消除了 θ 箍缩的轴向终端损失. 第二个值得注意的区别是具有控制调整球形箍缩中等离子体形成和冲击加热及压缩之间的延迟时间的

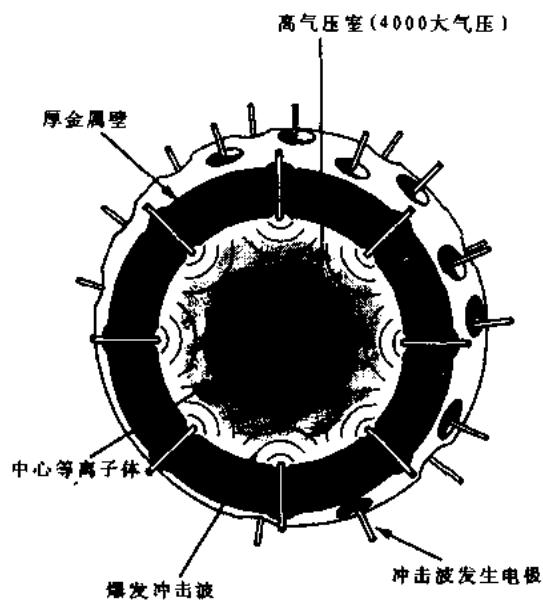


图 7.9 阻性角向箍缩,电弧同时击穿大量位于球形表面的电极产生的径向爆发冲击波,它加热并压缩氘达到聚变反应发生点

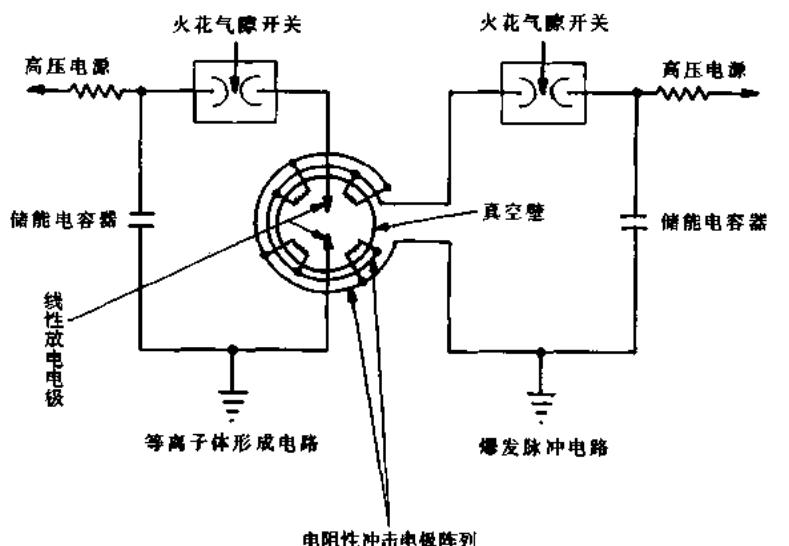


图 7.10 用于阻性球型箍缩的点火电路.一个预生成等离子体由左面跨越两电极的等离子体形成电路的放电而产生.此等离子体通过会聚并由球形表面的多对电极间的弧光放电而产生的球状冲击波进一步压缩并加热

灵活性.在经典 θ 箍缩中,等离子体形成、加热和压缩是在单一过程中完成的,而没有调整这些过程的时序的灵活性.

7.7 等离子体聚焦

等离子体聚焦最初是作为强 X 射线脉冲源研究的,它对于武器模拟有潜在的应用价值

值。图 7.11 所示为一等离子体聚焦的简图。等离子体聚焦是在同轴电极的端头形成的一火花隙，该端头通过开关连接到高电压电容器组。当高压出现在电极端间隙时，或因电极材料，或因电极中吸收的气体可产生一种伞状轴对称等离子体。在电极间的大电流，首先由于欧姆等离子体加热导致等离子体扩张，然后由于 Bennett 的类箍缩机理，它立刻收缩到中心电极前非常小的体积内。这种稠密等离子体聚焦能够产生 MeV X 射线，其能量激发比加在电极间典型电压高几百倍。如果电极掺杂了聚变杂质如氘，等离子体焦点能从 DD 反应产生强烈的中子爆发。

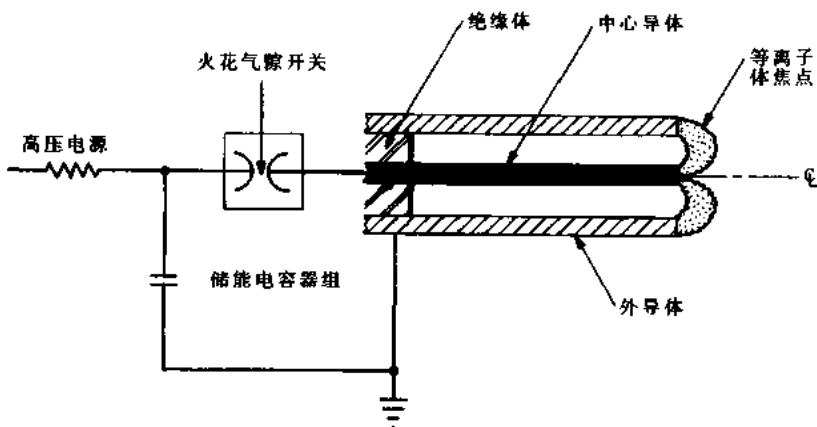


图 7.11 等离子体聚焦 X 射线/中子源。同轴电极间的高电压形成一轴对称弧，并用大电流箍缩成高密度高温度以形成一等离子体聚焦

参 考 文 献

- Gupta, R. P., Panarella, E. and Silvester, P. 1982 A Finite Element Analysis of the Plasma Pinched In Three Dimensions, in: Gallagher, R. H., Norrie, D. H., Oden, J. T. and Zienkiewicz, O. C. (ed) *Finite Elements in Fluids* vol 4 (New York: John Wiley) ch 25, pp 551--572.
- Panarella, E. 1980 Quasi-Spherical Compression of a Spark-Channel Plasma *Can. J. Phys.* **58** 983--999.
- Panarella, E. and Savic, P. 1983 Scaling Laws For Spherical Pinch Experiments *J. Fusion Energy* **3** 199--213.

8 气体中的暗放电

在这一章及随后的两章中,将研究图 4.12 中说明的并列于表 4.4 上的直流放电的各运行区域,即从运行区左端的暗放电,向右端电弧放电进行研究。被称为暗放电是由于除了较高能量的电晕放电外,这种放电不能发射出足够可见的光为观察者所见。在此种放电中,被激发的密度是如此之低,发射出的微弱激发光是看不见的。示于图 4.12 中的暗放电区单独分出展示在图 8.1 上。暗放电区有五个唯象学的区域,按电流密度的增加顺序,它们是本底电离区、饱和区、汤森放电区、电晕放电区和火花放电或电气击穿放电区。

8.1 本底电离

在图 8.1 中从 A 到 B 的本底电离区域中,主要的物理过程是由本底辐射电离产生的离子和电子沿放电管轴的电场运动。来自宇宙射线,放射性矿物或其它源的这种辐射,能在大气压强下的空气中产生恒定且达到可测量程度的电离。

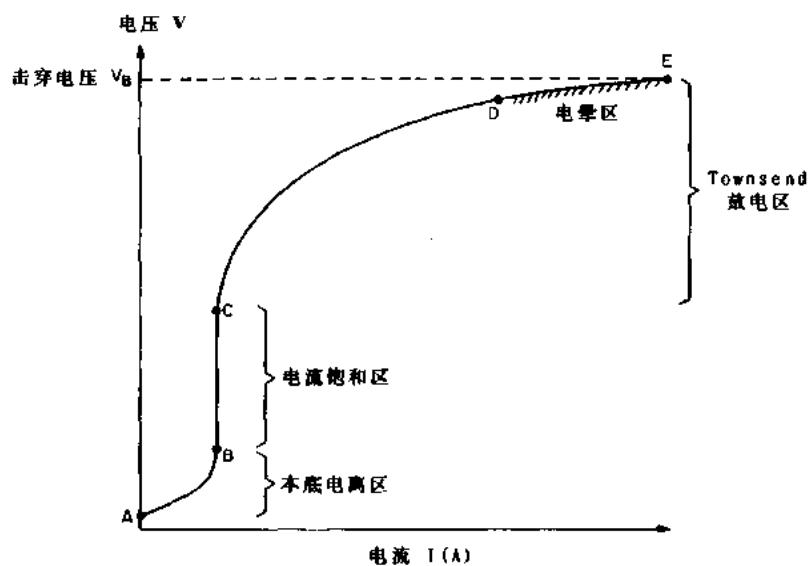


图 8.1 暗放电状态区域

此种电离的存在可由图 8.2 中的金箔验电器的经典实验所证实。图 8.2 中所示,包括两片可弯曲金箔,金箔在玻璃瓶中不受气流扰动。当一带正电的棒与其中心导体相接触而给验电器充电时,在两片金箔上的电荷互相排斥,使箔张开一与其表面上的电荷成正比的角度。经一段用分钟或小时计量的时间间隔之后,在金箔周围的空气中,由本底辐射产生的离子和电子将迁移到箔上,如图 8.2(b)中所示,中和箔上的表面电荷,直到验电器完全放电。图 8.3 中的经典直流低压暗放电中,上述电离过程也起作用。当沿着圆柱放电管轴加上电场时,由电离辐射形成的离子电子对在电场中向电极移动,从而形成图 8.1 中的从

A 到 B 所示的微弱电流.

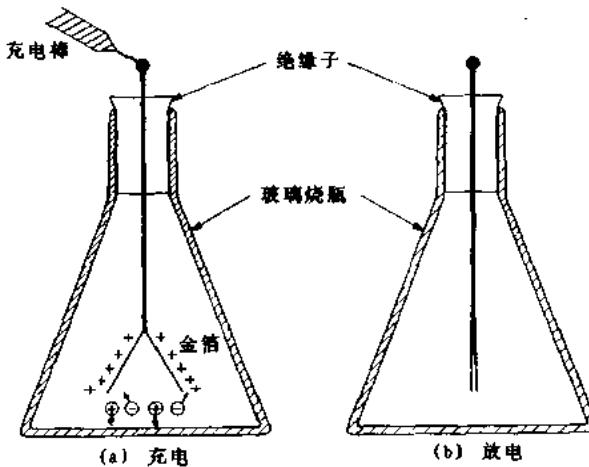


图 8.2 空气被宇宙射线和本底辐射电离后使金箔验电器放电

8.2 饱 和 区

如果图 8.3 中的直流低压放电管电极之间的电压增加到足够高, 则在电极之间产生的所有离子和电子都被收集, 导致图 8.1 上 B 点和 C 点之间电流的饱和. 在此饱和区, 当电压增高时电流不变. 电离辐射产生的离子和电子的体积源, 由源强度 S 给出:

$$S = \frac{dn}{dt} \quad (\text{电子数或离子数 } / (\text{m}^3 \cdot \text{s})) \quad (8.1)$$

饱和电流由下式给出:

$$I_s = A deS \quad (\text{A}) \quad (8.2)$$

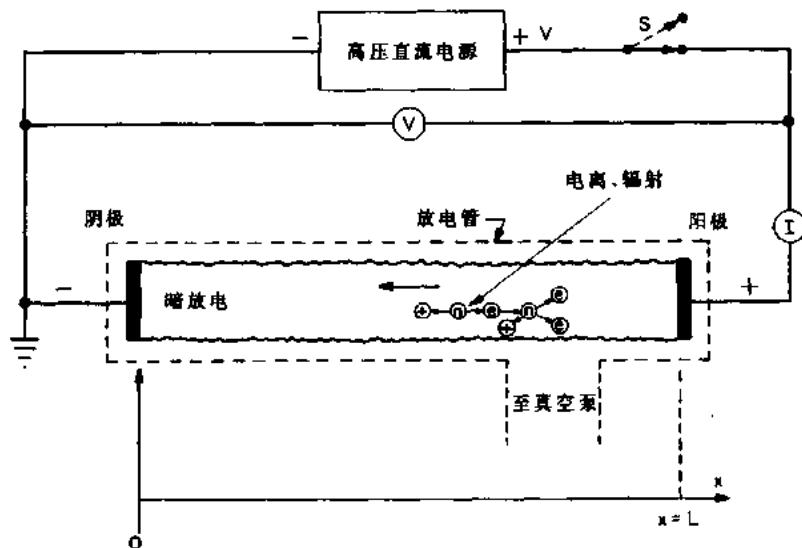


图 8.3 经典直流低压暗放电示意图

如图 8.3 所示,式中 A 是放电的横截面积, $d=L$ 是放电长度.在式(8.2)中涉及的总电流,典型值在 pA 或 nA 的数量级上,这些电流与加的电压无关,但与辐射源强度 S 成线性关系,故在某些辐射计数器中,这是一有用的区域.饱和电流密度由下式给出:

$$J_s = \frac{I_s}{A} = edS \quad (\text{A/m}^2) \quad (8.3)$$

8.3 汤森放电

工业上重要的一些过程发生在汤森放电区(John Sealy Edward Townsend(1865~1957)),这包括电晕和绝缘气体的电击穿,因而我们将详细地研究它.分析低压强放电管轴向电场 E 恒定的情况,在均匀电场的平行平板放电中,阴极上的光电子或二次电子发射可以产生附加电子:

$$\Gamma_{e0}(\text{电子数}/\text{m}^2 \cdot \text{s}) \quad (8.4)$$

其次,由于在电场中被加速的荷能电子对本底气体的电离,存在一个体积电离源,可写为

$$S_e = R_e = n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_{ee} \quad (\text{电子数或离子数}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})) \quad (8.5)$$

式中 n_0 为中性粒子密度, $\langle \sigma v \rangle_{ee}$ 为电子与中性粒子碰撞电离的麦克斯韦平均反应率系数.

8.3.1 电流增长过程

如果图 8.3 低压强放电管上的电压增加到超过图 8.1 上的 C 点,电流将成指数律上升.对应的物理过程示于图 8.3 上.电离辐射或其它源产生的离子电子对中的初始电子在放电管的电场中被加速.如果电场足够高,电子在到达阳极之前能获得足够的能量去电离另一个中性原子.当电场变得越来越强时,这些二次电子本身又可以去电离第三个中性原子,如此就导致一链锁反应或电子和离子雪崩.图 8.1 中的 C 和 E 之间的指数律增长电流区域称为汤森放电区.

8.3.2 汤森第一电离系数

汤森第一电离系数用来分析汤森放电,汤森第一电离系数 α 是一个电子沿电场走过一米时平均电离碰撞的次数.参数 α 以每米离子电子对数作单位,依据动力学理论,与电离平均自由程有关:

$$\alpha \sim \frac{1}{\lambda_i} = \frac{\nu_{ci}}{\bar{v}_e} = \frac{n_0 \langle \sigma v \rangle_{ee}}{\bar{v}_e} \quad (8.6)$$

有重要意义的情形是,初始电子由阴极发射,而体积电离无重大贡献.如图 8.3 所示,在距阴极 x 距离处,每秒每平方米放射出 Γ_{e0} 个电子,在 x 和 $x+dx$ 之间由于电子碰撞而产生的微分电子通量可由汤森第一电离系数给出:

$$d\Gamma_e = \alpha \Gamma_{e0} dx \quad (8.7)$$

当电子沿着轴向移动时,如果没有复合或电子损失,从 $x=0$ 至 x 积分获得总电子通量:

$$\int_{\Gamma_{e0}}^{\Gamma_e} \frac{d\Gamma_e}{\Gamma_{e0}} = \int_0^x \alpha dx \quad (8.8)$$

通常电离平均自由程不是 x 的函数,因而 α 与 x 无关,可对方程式(8.8)直接积分获得:

$$\Gamma_e = \Gamma_{e0} e^{\alpha x} \quad (\text{电子数 } / (\text{m}^2 \cdot \text{s})) \quad (8.9)$$

指数增长的放电电流是由来自阴极的初始电子引发的, Γ_{e0} 是初始电子通量. 用电子电荷乘方程式(8.9)两端得放电电流密度:

$$J_e = e\Gamma_e = J_{e0} e^{\alpha x} \quad (\text{A/m}^2) \quad (8.10)$$

用放电横截面积 A 乘方程式(8.10)两端得到总电子电流:

$$I_e = I_{e0} e^{\alpha x} = A J_{e0} e^{\alpha x} \quad (\text{A}) \quad (8.11)$$

方程式(8.11)指出:有外加电压的两个平行平板电极之间流过的电流,将随平板之间的距离增加而成指数律地增长,这已在实验上被观察到并应用于测定系数 α .

假设整个放电体积中存在不可忽略的电子体积源,每秒每立方米 S 个电子、无阴极发射,那么,在 x 和 $x+dx$ 之间电子通量的增加是两个过程之和,即体积源产生的电子,以及如前所述的电场中电离产生的电子. 这两个过程可表示为如下形式:

$$d\Gamma_e = \alpha\Gamma_e dx + S_e dx \quad (8.12)$$

因为无阴极发射,故假设在 $x=0$ 处, $\Gamma_{e0}=0$. 重新整理方程式(8.12),并从阴极到点 x 积分,得

$$\int_0^{x_e} \frac{d\Gamma_e}{\alpha\Gamma_e + S_e} = \int_0^x dx = \frac{\ln(\alpha\Gamma_e + S_e)}{\alpha} \Big|_0^{x_e} \quad (8.13)$$

电子通量为

$$\Gamma_e = \frac{S_e}{\alpha} (e^{\alpha x} - 1) \quad (\text{电子数 } / (\text{m}^2 \cdot \text{s})) \quad (8.14)$$

电子电流密度为

$$J_e = e\Gamma_e = \frac{eS_e}{\alpha} (e^{\alpha x} - 1) \quad (\text{A/m}^2) \quad (8.15)$$

用式(8.3)中的饱和电流写这个方程式,得到

$$J_e = \frac{J_s}{ad} (e^{ad} - 1) \quad (\text{A/m}^2) \quad (8.16)$$

用式(8.5)可把方程式(8.16)中的系数写为

$$\frac{J_s}{ad} = \frac{eS_e}{\alpha} \quad (8.17)$$

我们将对汤森第一电离系数推出一个解析表达式,在放电特性的描述中,已证明它是非常有用的. 汤森第一电离系数等于每米电离平均自由程,与电子在轴线上通过电离距离 x_i 的几率有关. 如果电子的电离平均自由程为 λ_i ,且 $\lambda_i d = L$,放电长度;则每米平均自由程由下式给出:

$$\text{平均自由程 / 米} = 1/\lambda_i \quad (8.18)$$

设初始电子密度为 n_{e0} ,在气体中运动时,将按指数律衰减,从而由

$$\frac{n_e(x)}{n_{e0}} = \exp\left(-\frac{x_i}{\lambda_i}\right) \quad (8.19)$$

给出电子电离距离 x 大于长度 x_i 的几率. 汤森第一电离系数 α 是每米电离碰撞的可几数目,或者根据式(8.18)和(8.19),是平均自由程乘以具有大于 x_i 自由程的电子的几率的乘积,

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_i} \frac{n_e(x)}{n_{e0}} = \frac{1}{\lambda_i} \exp\left(-\frac{x_i}{\lambda_i}\right) \quad (8.20)$$

由式(8.6)可得

$$\frac{1}{\lambda_i} = \frac{n_0 \langle \sigma v \rangle_i}{\bar{v}_e} = A p \quad (8.21)$$

此处 A 是依赖于电子动力学温度和气体种类的常数, p 是气体压强. 将式(8.21)代入式(8.20)可得

$$\alpha = A p \exp(-A p x_i) \quad (8.22)$$

在距离 x_i 内, 电子能从电场获得足够的能量, 有效电离电位 $V^* > V_i$, 使本底气体电离, 此处 V_i 为实际电离电位. 如果电子移动的距离为 x_i , 则

$$x_i \approx \frac{V^*}{E} \quad (8.23)$$

将式(8.23)代入式(8.22)得到

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{AV^*}{E/p}\right) = A \exp\left(-\frac{C}{E/p}\right) \quad (8.24)$$

已按现有的文献把 AV^* 写作参数 C . 式(8.24)是汤森第一电离电位的标准形式. 注意在式子左端的比值 α/p 仅是电场与压强的比值 E/p 的函数

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) \quad ((\text{离子 - 电子对})/(\text{Torr} \cdot \text{m})) \quad (8.25)$$

此结果首先由汤森推出. 参数 C, A 及有效电离电位 V^* 之间的关系如下:

$$C \equiv AV^* \quad (8.26)$$

参数 C 和 A 必须由实验来确定. 通常, 这些参数仅在等离子体参数的有限范围内适用, 而且对于每一种气体是不同的, 取自参考文献的未被汞蒸气污染气体的这些参数示于表 8.1 中. 需指出的是它们的有效范围近似在 $C/2 \leq E/p \leq 3C$ 之间.

表 8.1 某些气体的汤森第一电离系数的唯象学常数 A 和 C

(由式(8.24)给出, 有效区域为 $\frac{C}{2} \leq \frac{E}{p} \leq 3C$)

气体	A (离子对/($\text{Torr} \cdot \text{m}$))	C ($\text{V}/(\text{Torr} \cdot \text{m})$)
A	1 200	20 000
Air	1 220	36 500
CO_2	2 000 *	46 600
H_2	1 060	35 000
HCl	2 500 *	38 000
He	182	5 000
Hg	2 000	37 000
H_2O	1 290 *	28 900
K _r	1 450	22 000
N_2	1 060	34 200
N _e	400	10 000
X _e	2 220	31 000

* 这些值可能高出一倍.

8.3.3 α/p 和 E/p 的测量

表 8.1 中常数及比值 α/p 的实验测量以式(8.11)为基础,此方程预言图 8.4 所示的放电结构中,平板间流过的电流随平板间距的增加而成指数增加。方程(8.25)意味着这样的测量应该在恒定电场下进行,因而这是作为 E/p 函数的 α/p 的实验测量方法。在图 8.4 中,当平板间距增加时,调节板间电压维持电场恒定,同时监测电流 I 。在数据的半对数图上得到一直线,其斜率是平板间电场的函数。对某一范围的压强和电场重复这个过程就得到对某一特殊气体的实验数据。很多早期的实验(1960 年以前)使用含液体汞的真空泵或真空计,因而气体被汞蒸气严重污染,此污染使许多早期测量失效。

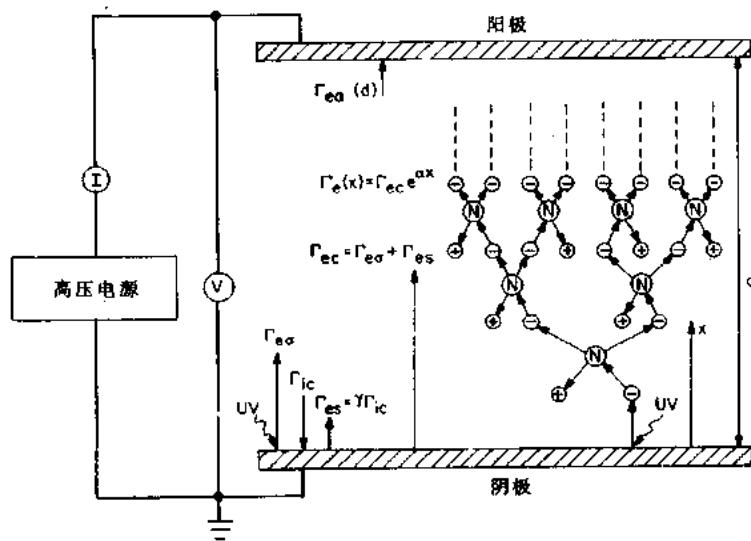


图 8.4 暗放电的平行平板结构

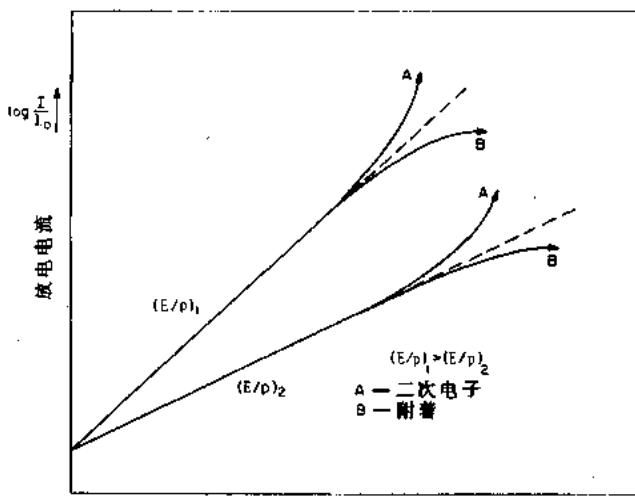


图 8.5 对于比值 E/p 的两个不同值,图(8.4)中所示的平行电极间的电流对电极间距的关系。偏离直线是由于:(a)电极的二次电子发射;(b)损失电子的气体中的附着过程

对两 E/p 值,由刚描述过的实验得到的半对数图上的直线,示于图 8.5,直线关系反映了式(8.11)的函数关系,它通常在电极间隔或放电电流较高时失效.其原因是,阴极表面产生的二次电子使电流的增加超过由气体本身所产生的电流,导致由图 8.5 中标为 A 的曲线所示的增加.相反的过程是电子的附着,由于附着于气体中的本底原子或分子上而损失.因此,平板间的电流就小于式(8.11)预言的值,如图 8.5 中标注为 B 的曲线所示.

作为 E/p 函数的比值 α/p ,对各种气体的一些实验数据示于图 8.6 中.这些数据取自各种来源,所有数据看来在其原始实验中,都没有被汞污染.

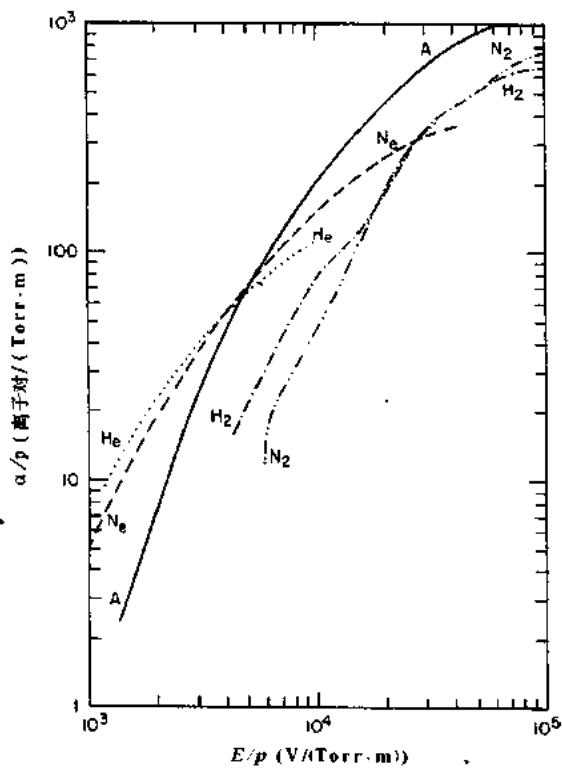


图 8.6 某些气体的作为 E/p 函数的汤森第一电离系数 α/p ,从未被汞蒸气污染的数据中选出 (Cobine 1958)

8.3.4 斯托列都点

1890 年,斯托列都(Stoletow)发现,在图 8.4 所示的实验中,如果平板间的电场维持恒定,那么在汤森放电中存在对应电流为极大值的压强.正如稍后所揭示的,此压强与气体的电击穿相联系并有重要的实际意义.在空气实验中,斯托列都发现对应极大电流值的压强是

$$p_{\max} = \frac{E}{37200} \quad (\text{Torr}) \quad (8.27)$$

式中电场 E 用 V/m 作单位.这个压强称作斯托列都点.

汤森放电理论可预测最大电流对应的压强.假如平板间的间隔 d 是固定的,式

(8.11)预计,当汤森第一电离第数 α 是极大值时,电流是极大值.微分方程(8.25)可找出这一点:

$$\frac{d\alpha}{dp} = \frac{d}{dp} \left[p f\left(\frac{E}{p}\right) \right] = 0 \quad (8.28)$$

将右端微分可得到

$$f\left(\frac{E}{p}\right) - \frac{E}{p} f'\left(\frac{E}{p}\right) = \frac{\alpha}{p} - \frac{E}{p} f'\left(\frac{E}{p}\right) = 0 \quad (8.29)$$

经过整理得到作为压强函数的 α 极大值的条件:

$$\left(\frac{\alpha/p}{E/p} \right) = f'\left(\frac{E}{p}\right) = \tan\theta \quad (8.30)$$

式(8.30)预言, α/p 对于曲线 E/p 的斜率等于零处的电流为最大值,这点就是斯托列都点,它可由图解法找出.

应用汤森第一电离系数的汤森关系,式(8.24)可重写为

$$\alpha = p A \exp\left(-\frac{Cp}{E}\right) \quad (8.31)$$

为了找出 α 是极大值的压强,对式(8.31)求导得到

$$\frac{d\alpha}{dp} = A \left[1 - \frac{pC}{E} \right] \exp\left(-\frac{Cp}{E}\right) = 0 \quad (8.32)$$

当方括号中的表达式为零时, α 为极大值,根据表 8.31 中空气的 C 值,得到

$$p_{\max} = \frac{E}{C} = \frac{E}{36500} \quad (8.33)$$

这个结果与式(8.27)中给出的斯托列都的经验结果符合得极好. 斯托列都点是 Paschen 击穿曲线的最小值点(将在本章末进行讨论).

式(8.30)或式(8.33)所描述的斯托列都点的物理意义,可由式(8.24)所描述的、图 8.7 中的无量纲单位 A 和 C 所画出的汤森第一电离系数图来加以说明. 图上通过原点的 α/p 的切线由式(8.30)描述,正好是在 E/p 等于 C 点,即斯托列都点的切线. 汤森第一电离系数,式(8.24)的另外的一些特征是,对于 E/p 的很大值, α/p 的值渐近于值 A ,并且对 α/p 的关系在 $E/p=c/2$ 处有一拐点,这关系可使式(8.24)的二次微商为零而被证实. 此外,斯托列都点位于 $\alpha/p=e^{-1}A=0.368A$ 处.

斯托列都常量对很多气体已被确定,示于表 8.2 内的是其中几个较可靠的值. 对于每种气体,在此表上给出的是 $E/p=C$ 的最佳值和斯托列都点的 α/p 值,表中还给出了式(8.30)的倒数.

$$\left(\frac{E}{\alpha} \right) = \cot\theta = \eta \quad (\text{eV/(离子-电子对)}) \quad (8.34)$$

其中 η 是气体中产生一个离子-电子对的能量消耗. 从式(8.34)很清楚地看到, 斯托列都点发生在产生离子-电子对的能量消耗为极小的时候. 在表 8.2 中, 与等于 C/A 的有效电离电位 V^* 进行了比较, 在表 8.2 的最后列中是气体实验电离电位. 正如可以预期到的, 在斯托列都点产生离子-电子对所要求的电子伏特数, 在所有情况中都既比气体有效电离电位大, 也比实际的电离电位大, 这是因为后面两个量是单次碰撞的能量耗费.

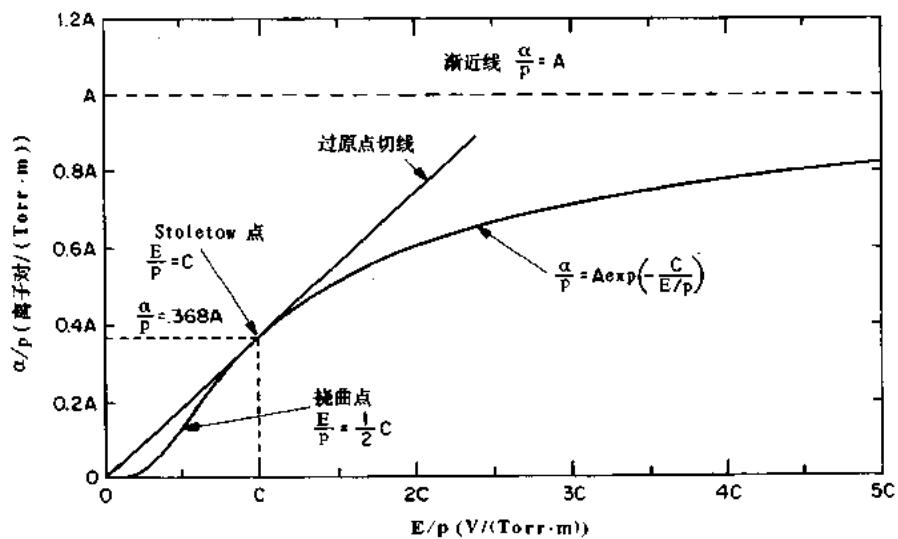


图 8.7 式(8.24)给出的汤森第一电离系数的理论结果,同时标出了曲线的主要特征

表 8.2 某些气体的斯托列都常量

气 体	最佳 E/p $(E/p)_{opt} = C$ (V/(Torr·m))	$(\alpha/p)_{opt}$ (离子对/ (Torr·m))	η_{min} (eV/(离子-电子对))	$V^* = C/A$ (eV/(离子-电子对))	V_r (eV)
A	20 000	443	45	16.7	15.7
Air	36 500	449	81	30	—
CO_2	46 600	736	63	23	13.7
H_2	35 000	390	90	33	15.4
HCl	38 000	920	41	15	—
He	5 000	67	75	28	24.5
Hg	37 000	736	50	19	10.4
H_2O	28 900	475	61	22	12.6
Kr	22 000	532	41	15.2	14
N_2	34 200	390	88	32	15.5
Ne	10 000	147	68	25	21.5
Xe	31 000	818	38	14	12.1

图 8.8 至图 8.12 是 5 个不同气体的实验数据,其中 E/p 的实验确定值对 α/p 的测量值的关系是用 \times 号来表示的,这些实验数据取自 Loeb(1961). 在这些图上还画出了用表 8.1 中的常数 A, C 和式(8.24)给出的 α/p “理论”值. 这些实验曲线全都显示出与(8.24)一致的普遍的函数关系,但是对某些气体,斯托列都点的实验值偏离了理论预期值. 这到底是一个真实的效应还是由于原始实验中的气体被沾污而产生的结果,还不清楚.

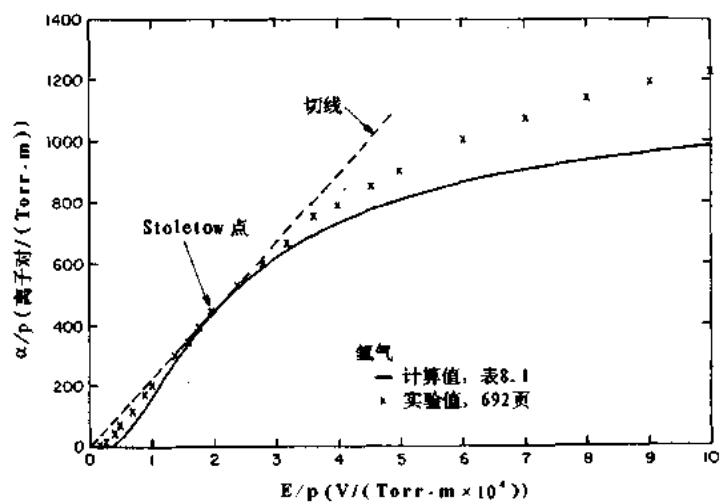


图 8.8 氢气的汤森第一电离系数对 E/p 的关系. 实线是用式(8.24)及表(8.1)的常数画的, \times 为取自 L. B. Loeb(1961)第 692 页的实验数据.

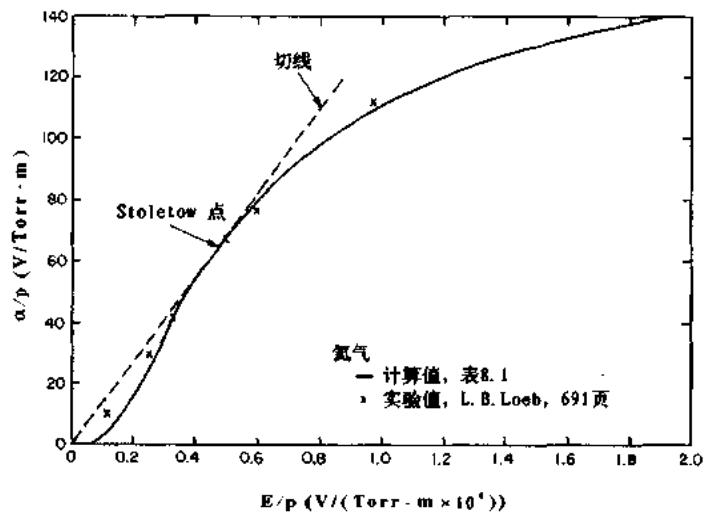


图 8.9 氮气的汤森第一电离系数对 E/p 的关系. 实线为用表(8.1)的常量根据式(8.24)得出的理论结果, \times 取自 L. B. Loeb(1961)第 691 页的实验数据.

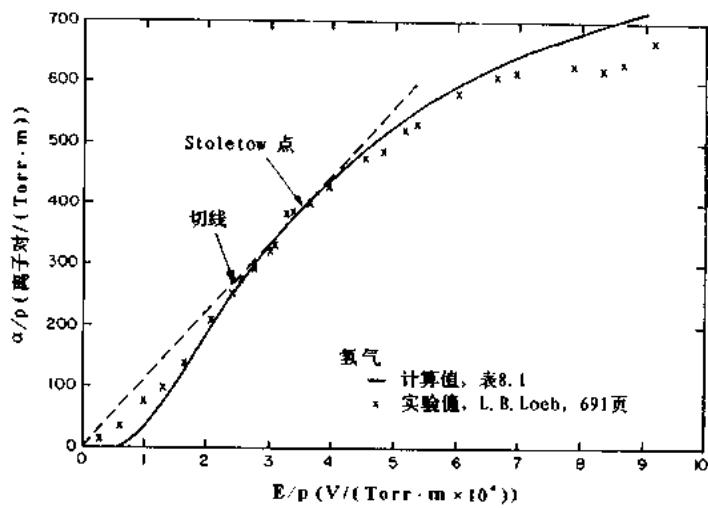


图 8.10 氢气的汤森第一电离系数对 E/p 的关系。实线为用表(8.1)的常量根据式(8.24)计算的值。 \times 取自 L. B. Loeb(1961)第 691 页的实验数据

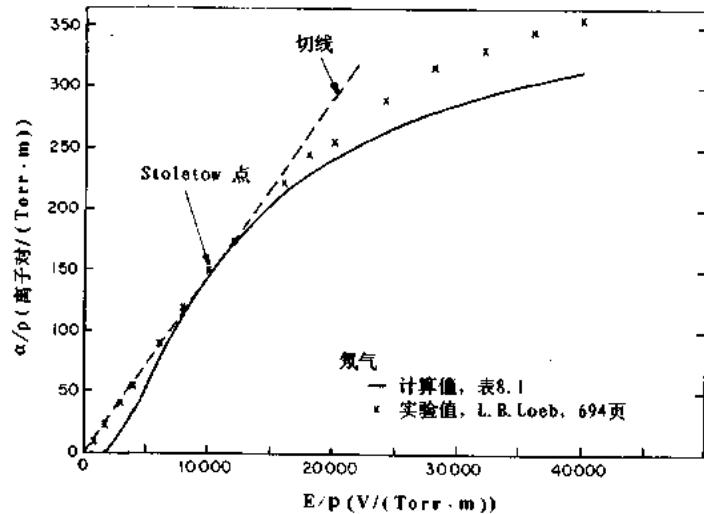


图 8.11 氮气的汤森第一电离系数对 E/p 的关系。实线为用表(8.1)中的常量由式(8.24)计算的值。 \times 号取自 L. B. Loeb(1961)第 694 页的实验数据

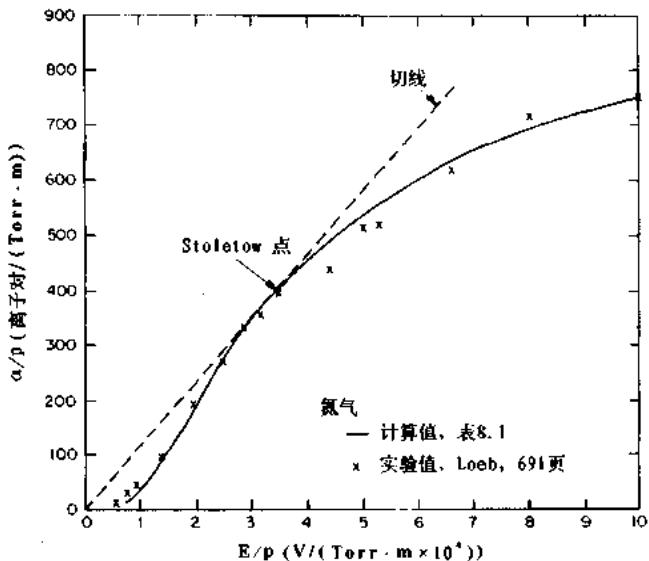


图 8.12 氮气的汤森第一电离系数对 E/p 的关系，实线为用表(8.1)中的常量由式(8.24)计算的值， \times 号取自 L. B. Loeb(1961)第 691 页的实验数据

8.4 电晕放电

电晕，有时称作单极放电，发生在处于电击穿点之前的电气上受压状态的气体中的尖端、边缘或丝附近的高电场区(Bartnikas and McMahon 1979, Loeb 1965)，是汤森暗放电的一个特征现象。若电晕电流比较高，电晕则是眼睛可见的辉光放电。对于低电流，整个电晕是暗的，与我们据以分类的暗放电相比，相关的现象包括寂静放电，即电晕的无声形式，通常是暗的，以及刷形放电，即非均匀电场内发光的放电，其中许多电晕放电同时激起并形成流注，此流注穿过围绕起始点的处于高电压下的气体。

8.4.1 电晕的唯象学

用图 8.13 可以了解电晕的唯象学。图中给出一个位于半径为 b 的接地圆筒轴上的、半径为 a 的细丝周围的电晕。半径为 a 的内导体上的电压足够高，使电晕刚好探测到；当放电为不可见时，常常变为可见的或是电晕电流开始的点。不要将电晕与火花或电气击穿相混淆，后两者将在本章稍后讨论。火花或电气击穿通常是瞬时的、局域化的高电流放电，而电晕是很低电流的连续现象，其电流成数量级地小于电击穿电流。

对间距为 d 的平行平板电极(Cobine 1958)，在标准温度和压强下的干燥空气中，其击穿电压以千伏作单位表示

$$V_B = 3000d + 1.35 \quad (\text{kV}) \quad (8.35)$$

以间隙宽 d 除式(8.35)，得击穿电场

$$E_B = \frac{V_B}{d} = 3000 + \frac{1.35}{d} \quad (\text{kV/m}) \quad (8.36)$$

标准大气条件下的干燥空气击穿电场是约每米 3 兆伏或每厘米 30 千伏。当尖端或细丝周围的局部电场超过式(8.36)给出的击穿电场时，便产生电晕。围绕一尖锐的尖端或一细丝，如图 8.13 所示，电场在内导体表面达到极大值并随着半径的增大而减小，在外电极上

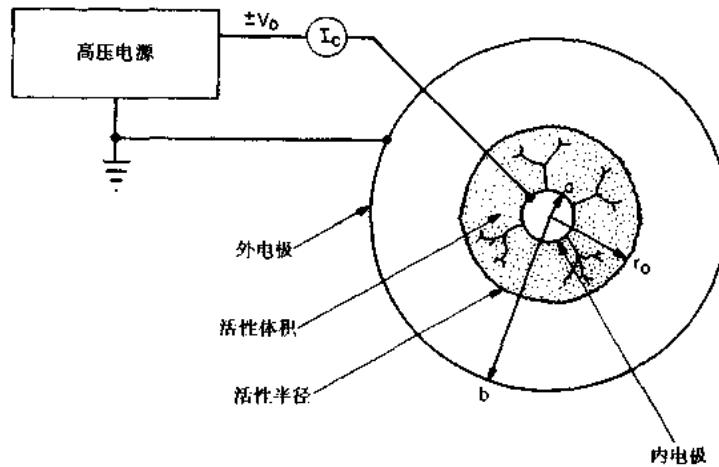


图 8.13 由位于半径为 b 的接地圆筒轴上的、半径为 a 的细丝所产生的电晕

达到最小值。

当施加的电压 V_0 大于产生电晕所需的电压时，在激活半径 r_0 处电场将下降至式(8.35)给出的击穿电压。通常激活半径与电晕放电的可见半径相关，在这个活性体积内，发生大多数由电晕引发的等离子体化学过程。在接近一个大气压的压强下，电子十分容易附着于氧上，因此激活半径与外电极之间的电流可以由负离子也可以由正离子来传输，这决定于内电极上的电压的极性。

通常在每分米长度上有微安到毫安级的一连续的或间歇的电流，正极性电晕引起连续的直流电流，而负极性通常引起脉冲的或间歇的电流。电子可以参与活性体积内的电流；但在空气或另外的气体中很快因附着而形成负离子。

电晕既可以为正极性也可以为负极性，它们的引发电压或电晕电流的差别很小。图 8.14 说明，当内电极是正极性时，电晕电流是由正离子载流完成的；当内导体是负极性时，是由负离子载流来完成的。在电极的尖端上，电晕可在 5kV 的电位下开始。在细丝上，电晕为圆筒状辉光（正极性），抛光的细丝上（负极性）呈现为近似相等间距的一串珠形。电晕可从尖锐尖端、细丝、尖锐边缘、表面粗糙处、刻痕或任何局部电场大于它周围的介质击穿电场处开始。

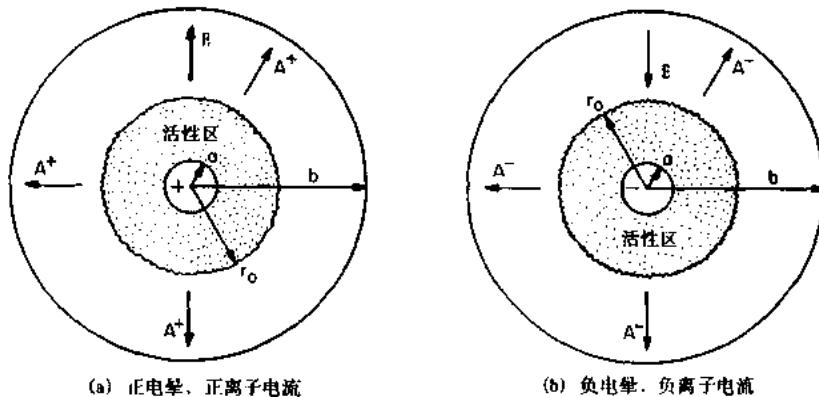


图 8.14 细丝产生的正电晕和负电晕。

8.4.2 电晕的应用

电晕有很多重要的工业应用,包括静电除尘器,这将在第 22 章中及附录 A 中的参考文献中讨论。电晕的另一个重要应用是干式复印技术,这也在第 22 章中研究。电晕可用于表面改性,改变表面的湿润或粘着性,如在聚合物薄膜处理中,使之粘附油漆或印刷油墨。这些应用在第 14 章中加以讨论。电晕在工业上还应用于抗静电,某些材料,如照相胶片和塑料板,在暴露于电晕之后,表面电荷被中和。这在塑料膜叠层材料中是极端重要的,那里静电力可以强到足以妨碍对板片的操纵。控制静电在照相底片中也是重要的,因为未处理的底片可能积累足够的静电电荷,底片在相机中移动时引起可见的放电使底片曝光。电晕的抗静电应用在第 14 章中讨论。

电晕及类电晕的丝状放电对等离子体化学有很多应用,这类应用中规模最大者是臭氧的商业生产,在欧洲用于处理自来水。电晕放电中还能合成很多重要的工业用化合物。这些等离子体化学应用在第 19 章中讨论。大多数这些工业应用的共同特点是,它们都是以绕细丝的电晕放电为基础,故从理论上很好地了解这个结构是特别重要的。

8.4.3 电晕的有害效应

除了上面讨论到的商业应用外,电晕还有多种必须处理或消除的有害效应。如输电线损耗,高压传输线的电晕损耗可能超过电阻损耗,特别是在潮湿和下雪的情况下。输电线损耗将在第 20 章讨论。当电晕在导体上发生时,能在空气中形成有害的化学物质,这包括臭氧、 NO_2 、水蒸汽存在时的硝酸,从而损害导体本身及周围的绝缘体。由电晕形成的化学物质将在第 19 章中讨论。

当导电体上的电压超过大约 20kV 时,电晕可能产生 X 射线,随着电压的增高,射线穿透力增强。这种现象并不能用作商业用 X 射线源,在高电压设备中,却可能造成对人体严重的危害。电晕可能造成严重的射频干扰,特别是在 1MHz 左右的调幅波段,通常需要消除电晕或屏蔽高压设备,以避免电晕对灵敏射频设备的干扰。最后,当电晕发生时,例如在高压输电线上发生时,能产生噪声。在适当的大气条件下,电晕噪声能超过居民区允许的标准。

上面罗列的电晕的有害效应是细尖端上电晕放电的结果。为了减小和消除电晕的这些效应,需要从理论上了解围绕这一类细尖端或锐边缘电晕的发生。

8.5 电 晕 源

8.5.1 尖针电晕

如上所述,为了消除电晕的有害效应,需要了解尖针附近电晕的发生。考虑半径为 a 、电位为 V_0 的尖针,它位于腔壁半径为 b 、电位为 0 的球形腔中心,尖针及周围的接地腔壁都是导电的。图 8.15 中周围空气的击穿及可见的电晕延伸到活性半径 $r=r_0$ 处。

现在对低电晕电流,即 $\rho(r) \approx 0$ 来计算其径向电场和电位的分布。在零电荷密度极限下,对球形对称腔中的球形对称点,泊松方程为

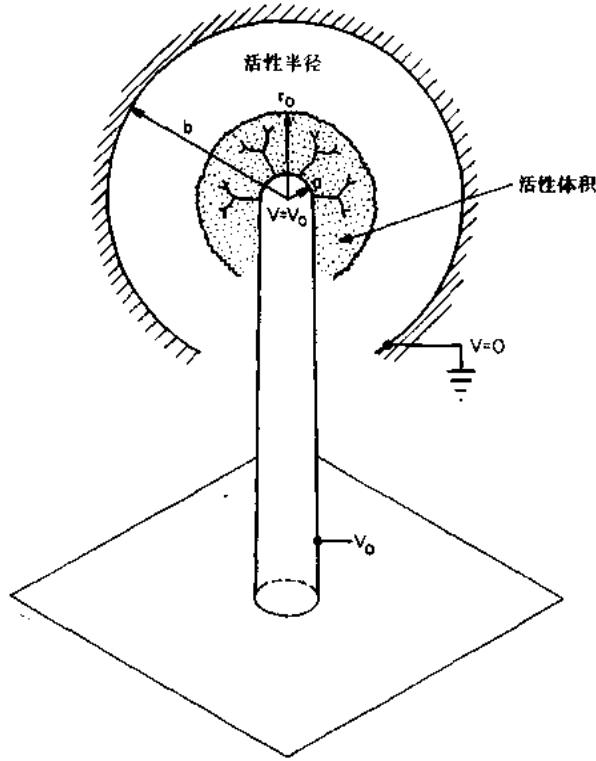


图 8.15 位于半径为 b 的球形接地电极中心的、半径为 a 的半球型尖针所产生的电量

$$\nabla \cdot E = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr}(r^2 E) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \approx 0 \quad (8.37)$$

因假设球形对称,故电位和电场仅是半径的函数.从方程式(8.37)得出

$$r^2 E(r) = \text{常量} \quad (8.38)$$

用式(8.38)可得到

$$r^2 E = a^2 E_s = r_0^2 E_B = b^2 E_w \quad (8.39)$$

其中 E_s, E_B 和 E_w 分别是尖端表面上、活性半径处和腔壁上的电场强度.用式(8.39)的两个左端项,我们可以写出:

$$E = -\frac{dV}{dr} = \frac{a^2 E_s}{r^2} \quad (\text{V/m}) \quad (8.40)$$

对式(8.40)两边在 $a \leq r \leq r$ 之间积分,得到

$$-\int_{V_0}^V dV = V_0 - V(r) = \int_a^r \frac{a^2 E_s dr'}{r'^2} = -\frac{a^2 E_s}{r'} \Big|_a^r \quad (8.41)$$

由此给出静电电位:

$$V(r) = V_0 + a^2 E_s \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{a} \right) \quad (\text{V}) \quad (8.42)$$

为估计尖端表面的电场,即 $E=E_s$ 的值,在 $r=b$ 处, $V(r)=0$, 则得

$$V_0 = a E_s \left(1 - \frac{a}{b} \right) \quad (8.43)$$

由式(8.43)得

$$E_s = \frac{V_0}{a} \frac{1}{(1 - (a/b))} \quad (8.44)$$

把式(8.44)代入式(8.40), 得出半径 r 处的径向电场:

$$E(r) = \frac{abV_0}{r^2(b-a)} \quad (\text{V/m}) \quad (8.45)$$

把式(8.44)代入式(8.42), 获得低电晕电流情况下的径向电位分布:

$$V(r) = V_0 \left[1 - \frac{b(r-a)}{r(b-a)} \right] = V_0 \frac{a(b-r)}{r(b-a)} \quad (8.46)$$

如电晕电流明显, 则电晕电荷密度不能忽略, 可依据电流密度写出电晕电流:

$$I_c = \text{常量} = 4\pi r^2 J(r) \quad (\text{A}) \quad (8.47)$$

在尖点和球形电极之间的流过的总电晕电流不是半径的函数. 式(8.47)中的电流密度为

$$J(r) = \rho(r)v_d(r) \quad (\text{A/m}^2) \quad (8.48)$$

其中的径向漂移速度 v_d 可由离子迁移 μ_i 和径向电场表示:

$$v_d(r) = \mu_i E(r) \quad (\text{m/s}) \quad (8.49)$$

把式(8.49)和式(8.48)代入式(8.47)可得到电荷密度:

$$\rho(r) = \frac{I_c}{4\pi r^2 \mu_i E} \quad (\text{C/m}^3) \quad (8.50)$$

把离子电荷密度代入泊松方程和式(8.37), 球对称时给出:

$$\nabla \cdot E = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr}(r^2 E) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{I_c}{4\pi r^2 \epsilon_0 \mu_i E} \quad (8.51)$$

重新整理式(8.51), 给出以下形式的泊松方程:

$$r^2 E \frac{d(r^2 E)}{dr} = \frac{1}{2} \frac{d}{dr}(r^2 E)^2 = -\frac{I_c r^2}{4\pi \epsilon_0 \mu_i} \quad (8.52)$$

对式(8.52)两边进行积分得:

$$(r^2 E)^2 \Big|_{a, E_s}^{r, E} = -\frac{I_c}{2\pi \mu_i \epsilon_0} \int_a^r r^2 dr = -\frac{I_c r^3}{6\pi \mu_i \epsilon_0} \Big|_a^r \quad (8.53)$$

其中 E_s 是在尖针表面 $r=a$ 处的电场. 由式(8.53)可解出 r 处的径向电场.

$$E(r) = \left\{ E_s^2 \left(\frac{a}{r} \right)^4 - \frac{I_c}{6\pi \mu_i \epsilon_0 r} \left[1 - \left(\frac{a}{r} \right)^3 \right] \right\}^{1/2} \quad (8.54)$$

从 $r=a$ 处的 V_0 到 $r=b$ 处 $V=0$ 积分, 可把尖针上的电压 V_0 与表面电场 E_s 联系起来:

$$E(r) = -\frac{dV}{dr} = \frac{1}{r^2} [A - Cr^3]^{1/2} \quad (8.55)$$

其中常数 A 和 C 由下式给出

$$A \equiv a^4 E_s^2 + \frac{I_c a^3}{6\pi \mu_i \epsilon_0} \quad C \equiv \frac{I_c}{6\pi \mu_i \epsilon_0} \quad (8.56)$$

积分式(8.55), 给出电位 V_0 :

$$-\int_{V_0}^0 dV = V_0 = \int_a^b \frac{\sqrt{A - Cr^3}}{r^2} dr \quad (8.57)$$

此积分未出现于标准积分表中. 这个方程把尖点的表面电场与电位 V_0 联系起来,

对于径向电位分布可以获得一表达式. 回到式(8.52), 电位 $V(r)$ 是泊松方程的解:

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV}{dr} \right)^2 + \frac{I_c}{2\pi\mu_r\epsilon_0} r^2 = 0 \quad (8.58)$$

电位分布 $V(r)$ 是非线性二阶微分方程

$$r^2 \frac{dV}{dr} \frac{d^2V}{dr^2} + 2r \left(\frac{dV}{dr} \right)^2 + \frac{I_c}{4\pi\mu_r\epsilon_0} = 0 \quad (8.59)$$

的解, 由此式看来并不存在解析形式的解.

8.5.2 细丝或边棱产生的电晕

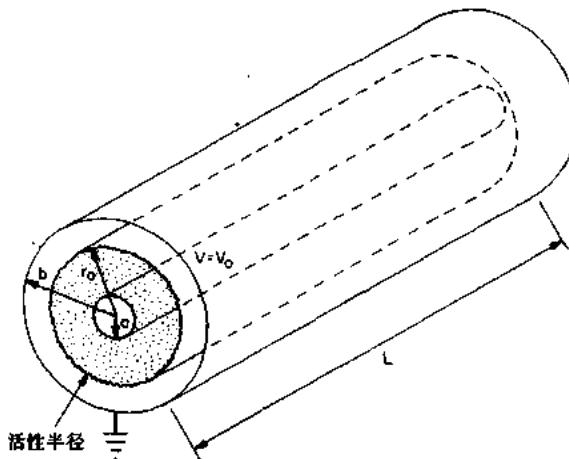


图 8.16 由位于半径为 b 的接地圆筒轴上的、半径为 a 的细丝所产生的电晕

考虑示于图 8.16 上的细丝, 其中半径为 a 的丝位于同轴的半径为 b 的接地圆筒轴上. 一相关的形状是尖锐棱边, 示于图 8.17. 假设两边都有一轴向长度 L 并且沿轴的静电电位或电场不变. 在两个形状中, 活区都延伸到电场等于式(8.36)所给出的击穿电场的 $r=r_0$ 处.

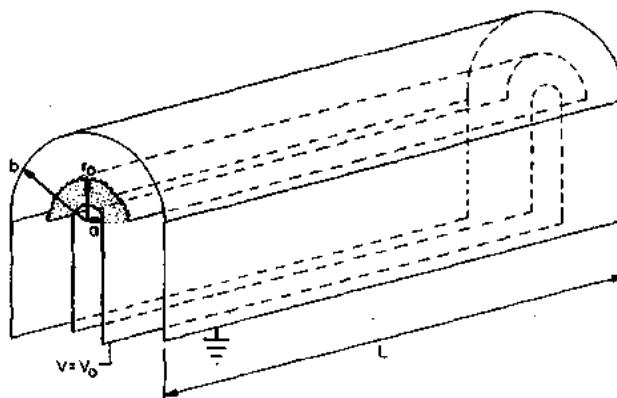


图 8.17 被半径为 b , 长度为 L 的接地半圆形电极围绕的、半径为 a 的半圆柱形表面构成的尖锐棱边所产生的电晕

对于无轴向变化的轴对称圆柱,泊松方程的径向关系给出:

$$\nabla \cdot E = \frac{1}{r} \frac{d}{dr}(rE) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = 0 \quad (8.60)$$

对于可忽略离子电荷密度的低电晕电流密度情况给出:

$$rE = aE_s = r_0E_B = bE_w = \text{常量} \quad (8.61)$$

其中,半径和电场有先前所述同样的含义.从式(8.61)的前两项,可写出:

$$E(r) = -\frac{dV}{dr} = \frac{E_sa}{r} \quad (8.62)$$

从细丝表面 $r=a$,电位为 V_0 处到电极之间的某径向位置对式(8.62)进行积分得出:

$$-\int_{V_0}^V dV = V_0 - V(r) = \int_a^r E_sa \frac{dr}{r} = E_sa \ln r \Big|_a^r \quad (8.63)$$

重新整理式(8.63)可得径向电位与 r 的关系:

$$V(r) = V_0 - E_sa \ln \left(\frac{r}{a} \right) \quad (8.64)$$

在外电极上, $r=b$ 且电位 $V(b)=0$,得表面电场表达式

$$E_s = \frac{V_0}{a \ln(b/a)} \quad (8.65)$$

此式把丝上的表面电场与施加的电位及同轴几何形态的特征联系起来.把式(8.65)代入式(8.62)得到径向电场:

$$E(r) = \frac{E_sa}{r} = \frac{V_0}{r \ln(b/a)} \quad (8.66)$$

把式(8.65)代入式(8.64)中可得径向电位:

$$V(r) = V_0 \left[1 - \frac{\ln \left(\frac{r}{a} \right)}{\ln \left(\frac{b}{a} \right)} \right] = V_0 \frac{\ln \left(\frac{r}{b} \right)}{\ln \left(\frac{a}{b} \right)} \quad (8.67)$$

在圆筒形状中,电晕电流 I_c 是一常量,与细丝和外同轴电极之间的半径无关.

$$I_c = \text{常量} = 2\pi r L J(r) = 2\pi L \rho(r) v(r) \quad (8.68)$$

把离子的径向漂移速度的表达式(8.49)代入,即得

$$I_c = 2\pi r L \rho(r) \mu_i E(r) \quad (8.69)$$

从式(8.69)可得电荷密度的径向分布:

$$\rho(r) = \frac{I_c}{2\pi r L \mu_i E} \quad (8.70)$$

把式(8.70)代入泊松方程(8.60)中,得

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(rE) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{-I_c}{2\pi r L \mu_i \epsilon_0 E} \quad (8.71)$$

重新整理式(8.71)并从丝的表面到位置 r 进行积分,

$$d(rE)^2 \Big|_{a,E_s}^{r,E} = \frac{-I_c}{\pi L \mu_i \epsilon_0} \int_a^r r dr \quad (8.72)$$

得出

$$[E(r)]^2 = E_s^2 \frac{a^2}{r^2} - \frac{I_c(r^2 - a^2)}{2\pi r^2 L \mu_i \epsilon_0} \quad (8.73)$$

此处,方程式右端第二项所表达的电晕电流的电荷密度修正了右端第一项所表示的真空中的电场值。注意,电晕电流 I_c 和离子迁移率 μ_i 是带符号的量,并且在确定式(8.73)中电晕电流前面的符号中起决定性作用。

改写式(8.73)*:

$$E(r) = -\frac{dV}{dr} = \frac{1}{r} \sqrt{a^2 E_s^2 + \frac{I_c a^2}{2\pi L \mu_i \epsilon_0}} - \frac{I_c r^2}{2\pi L \mu_i \epsilon_0} \quad (8.74)$$

可以获得径向电位。为了紧凑起见,我们现在定义两常数:

$$B = a^2 E_s^2 + \frac{I_c a^2}{2\pi L \mu_i \epsilon_0} \quad (8.75a)$$

$$D \equiv \frac{I_c}{2\pi L \mu_i \epsilon_0} \ll E_s^2 \quad (8.75b)$$

其中不等式(8.75b)对于所有实际应用中感兴趣的低电晕电流来说都成立。在 $a < r < b$ 内对式(8.74)积分将丝上的电位 V_0 与其表面电场 E_s 联系起来,

$$-\int_{V_0}^0 dV = V_0 = \int_a^b \frac{\sqrt{B - Dr^2}}{r} dr \quad (8.76)$$

完成积分,可得

$$V_0 = \sqrt{B - Db^2} - \sqrt{B - Da^2} + \sqrt{B} \ln \frac{a}{b} \left[\frac{\sqrt{B - Db^2} - \sqrt{B}}{\sqrt{B - Da^2} - \sqrt{B}} \right] \quad (8.77)$$

用小参量 $\frac{Db^2}{B} \ll 1, \frac{Da^2}{B} \ll 1$ 展开式(8.77)中的平方根,关系式(8.77)成为

$$V_0 \approx \sqrt{B} \left[\frac{D}{2B} (a^2 - b^2) + \ln \left(\frac{b}{a} \right) \right] \quad (8.78)$$

把式(8.75a)和(8.75b)代入式(8.78),并用式(8.75b)中的近似:

$$E_s^2 \gg \frac{I_c}{2\pi L \mu_i \epsilon_0} \quad (8.79)$$

得到

$$V_0 \approx a E_s \ln \left(\frac{b}{a} \right) + \frac{I_c}{4\pi L \mu_i \epsilon_0 a E_s} (a^2 - b^2) \quad (8.80)$$

式(8.80)右端第一项是真空电位的贡献,是主要项,第二项是电晕空间电荷对电位的一级修正。式(8.80)能从已知电晕电流 I_0 、电位 V_0 和同轴位形的几何参数来获得丝上的表面电场 E_s 。

如果式(8.74)用于近似地求出径向电场,由 $\frac{Dr^2}{B} \ll 1$ 得

$$E(r) = \frac{1}{r} - \sqrt{B - Dr^2} \approx \frac{\sqrt{B}}{r} \left(1 - \frac{Dr^2}{2B} \right) \quad (8.81)$$

用式(8.78)消去 \sqrt{B} ,可写出径向电场为

* 原稿误为式(8.38)。——译者注

$$E(r) \approx \frac{V_0}{r} \frac{\left[1 - \frac{Dr^2}{2B}\right]}{\left[\frac{D}{2B}(a^2 - b^2) + \ln\left(\frac{b}{a}\right)\right]} \approx \frac{V_0}{r \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \left(1 - \frac{Dr^2}{2B}\right) \quad (8.82)$$

这是电晕电荷密度修正后的径向电场。

为了获得径向电位分布，在区间 $r \leq r' \leq b$ 上积分式(8.76)，用式(8.78)的小参数展开：

$$V(r) = V_0 - \sqrt{B} \left[\frac{D}{2B} (a^2 - r^2) + \ln\left(\frac{r}{a}\right) \right] \quad (8.83)$$

以式(8.78)代入电位 V_0 并化简得到

$$V(r) = \sqrt{B} \left[\frac{D}{2B} (r^2 - b^2) + \ln\left(\frac{b}{r}\right) \right] \quad (8.84)$$

用式(8.78)消去 \sqrt{B} ，得电位的径向变化表达式：

$$V(r) = V_0 \left[\frac{\frac{D}{2B} (r^2 - b^2) + \ln\left(\frac{b}{r}\right)}{\frac{D}{2B} (a^2 - b^2) + \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \right] \quad (8.85)$$

这是存在电晕电荷时电位分布的表达式。

8.5.3 产生电晕的结构

在工业应用中为产生电晕，采用了示于图 8.18、8.19 和 8.20 的结构。在细丝或尖针附近，电场、电位和针半径由式

$$E_s = \frac{V_0}{aF} \quad (\text{V/m}) \quad (8.86)$$

相联系，其中 F 是形状因子。

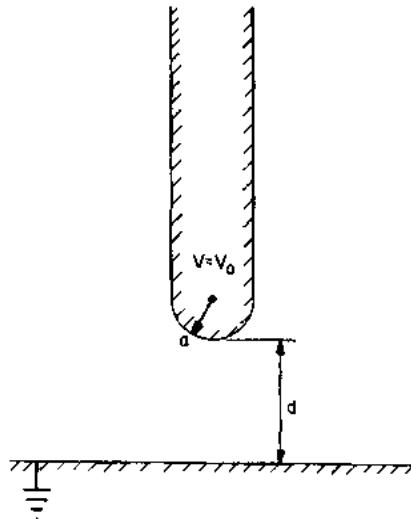


图 8.18 位于无限大接地平板之上 b 距离
处的，半径为 a 的半球形尖针

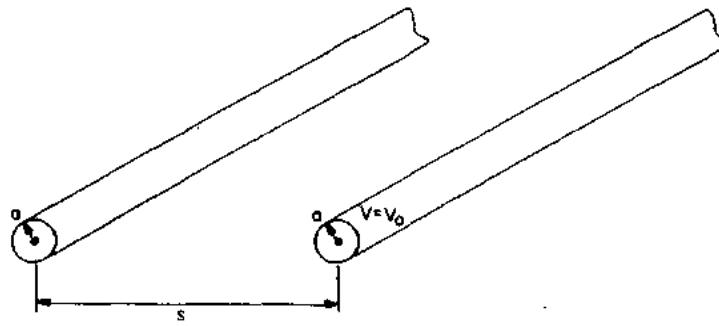


图 8.19 半径为 a 相距为 s 的两根输电线, 两导体之间的电压有效值为 V_0

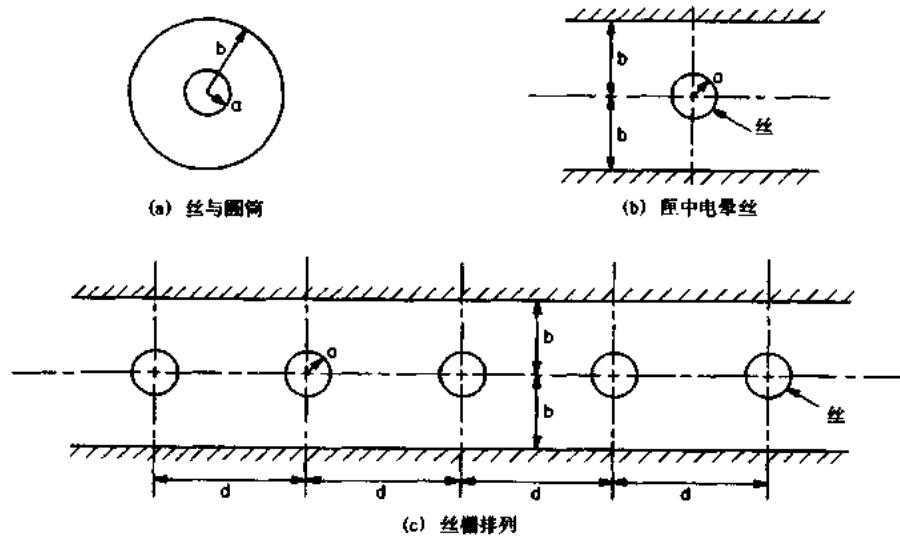


图 8.20 工业应用的各种栅结构。
(a)丝与圆筒结构；(b)壁中(电晕)丝结构,丝位于两个相距为 $2b$ 的平板的中间位置上；
(c)相距为 d 且每一根丝均位于两相距为 $2b$ 的平板中间位置上的栅丝阵列

图 8.18 说明置于距接地平面为 d 的尖针。对于这种结构, 我们取 $d \approx b$, 并且从式 (8.44) 知表面电场可以近似为

$$E_s = \frac{V_0}{aF} \approx \frac{V_0}{a[1 - (a/d)]} \quad (8.87)$$

对于针和平板, 形状因子是

$$F_1 \equiv 1 - (a/d) \quad (8.88)$$

图 8.19 所示的两根圆柱形的输电线导体, 每根半径为 a 、分开距离为 S , Cobine (1958) 和 Peek (1929) 给出了图 8.19 对应的形状因子为

$$F_2 \equiv \sqrt{\frac{S - 2a}{S + 2a}} + \ln \left[\frac{S}{2a} + \sqrt{\frac{S^2}{(2a)^2} - 1} \right] \quad (8.89)$$

如果导体间的距离远远大于导体半径, $S \gg a$, 这是通常的情况, 式 (8.89) 中的因子近似为

$$F_2 \approx \ln\left(\frac{S}{a}\right) \quad (8.90)$$

由式(8.65),同轴线形状因子为

$$F_3 = \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad (8.91)$$

图 9.20(b)的匣中细丝结构的形状因子由下式给出:

$$F_4 = \ln\left(\frac{4b}{\pi a}\right) \quad (8.92)$$

此处,丝置于两个平面接地平板电极之间,距每个板距离为 b 的中间位置上.图 8.20(c)中的丝栅组件经常应用于商用静电除尘器中,它是由相等间距的细丝构成的,每条丝具有半径 a ,处于高电压 V_0 之下,置于在两平面平板之间的中间位置上,丝平面位于距平板电极为 b 的距离上,并且丝间间距 d 与距离 b 相当.对于图 8.20(c)的单排丝栅阵,Bohm (1982)给出的形状因子为

$$F_5 = \ln \frac{4b}{\pi a} + \sum_{k=1}^n \frac{\cosh\left(\frac{k\pi}{2}\delta\right) + 1}{\cosh\left(\frac{k\pi}{2}\delta\right) - 1} \quad (8.93)$$

其中 δ 由式

$$\delta \equiv \frac{d}{b} \quad (8.94)$$

给出.阵列由 $k=n$ 条栅丝构成.

考查一下产生电晕的空间,因为大多数工业应用中,目的是使有效体积为最大.有效体积位于导体半径 a 与活性半径 r_0 之间, $a \leq r \leq r_0$.在活性半径点,电场降落到值 $E(r) = E_B$ (击穿电压).用式(8.45)把活性半径与击穿电场联系起来,对尖针结构有

$$E_B = \frac{abV_0}{r_0^2(b-a)} \quad (8.95)$$

当外半径很大时,尖针结构近似活性半径为

$$r_{op} \approx \sqrt{\frac{aV_0}{E_B}} \quad (8.96)$$

围绕细丝,活性半径可从式(8.66)得出

$$E(r_0) = E_B = \frac{V_0}{r_0 \ln(b/a)} \quad (8.97)$$

丝的活性半径为

$$r_{ow} = \frac{V_0}{E_B \ln(b/a)} \quad (8.98)$$

由式 8.98 给出的环绕细丝的活性半径的理论表达式,可与电晕的可见直径的某些数据进行比较,采自 Peek(1929)的某些数据示于图 8.21 中.此处,丝直径 $2a = 0.233\text{cm}$,同心圆筒的外半径 $b = 9.3\text{cm}$,对数因子 $\ln(b/a) = 4.38$,击穿电场取为 3MV/m .如用可见半径标志活性半径,则式(8.98)预示了电晕的直径:

$$d \approx \frac{2V_0}{E_B \ln(b/a)} = 1.52 \times 10^{-7} V_0 \quad (\text{m}) \quad (8.99)$$

在图 8.21 中据此表达式画出理论线, 给出比可见半径小的预期活性半径.

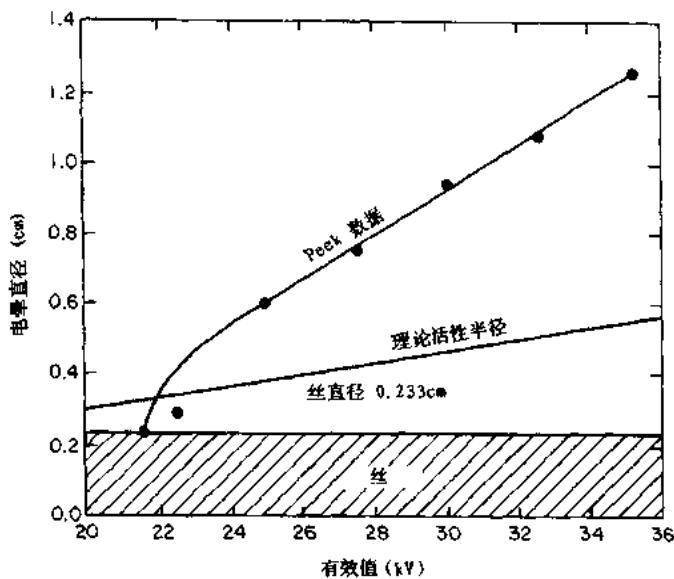


图 8.21 取自 Peek(1929)的数据展示了电晕的可见直径与施加于直径 2.33mm 的丝上的电压的关系. 另外展示的曲线是由式(9.98)给出的, 在空气中击穿电场取为 30kV/cm 时的理论曲线

从式(8.98)和(8.96)可以得到丝和尖针的相对活性半径, 其比值是

$$\frac{r_{ow}}{r_{op}} = \frac{1}{\ln(b/a)} \sqrt{\frac{V_0}{aE_h}} = \frac{r_{op}}{a\ln(b/a)} \quad (8.100)$$

此比值的典型值在 1 和 10 之间, 可见, 对于产生大体积的电晕来说, 丝形状比尖针优越.

8.5.4 电晕的屏蔽

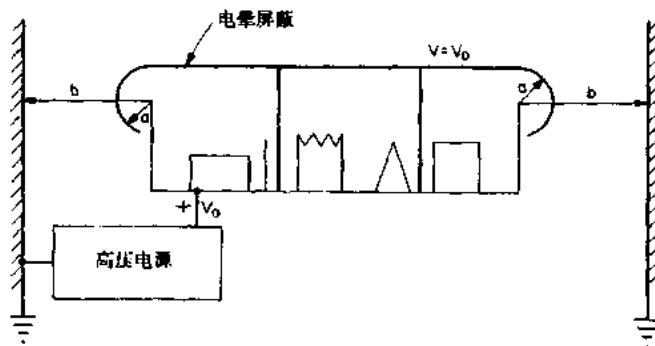


图 8.22 电晕屏蔽设计的临界尺寸. 电晕曲率半径为 a , 距最近的接地壁的距离为 b

在实际中, 人们常常希望放置电晕屏蔽以抑制有尖角和尖棱的仪器上的电晕, 如图 8.22 所示. 此图显示一件处于电位为 V_0 之下的高电压设备, 它由能产生电晕的具有尖锐边缘的电路板、金属板和另外一些元件构成. 为把高电压部件附近的电场减小到较低值,

可把这些高压部件放在等电位盒中,此盒有曲率半径 $r=a$ 的圆化边缘,并距接地壁距离为 b ,用式(8.65)作为对图 8.32 情形的圆柱近似,确定避免电晕所要求的半径 a ,表面上电场由下式给出:

$$E_s = \frac{V_0}{a \ln(b/a)} = \frac{b V_0}{a b \ln(b/a)} \quad (8.101)$$

定义参数

$$\alpha \equiv \frac{b}{a} \quad (8.102)$$

并取 $E_s = E_i$,即表面上的电场作为电晕起始电场,式(8.101)右端项可以写为

$$\frac{E_i b}{V_0} = \frac{\alpha}{\ln \alpha} \quad (8.103)$$

在图 8.23 中画出了这个关系式,其中可以预期电晕发生在曲线的左边,而无电晕设计应在曲线的下部和右边,越是在曲线的下部和右边,阻止电晕发生的安全因数越大.

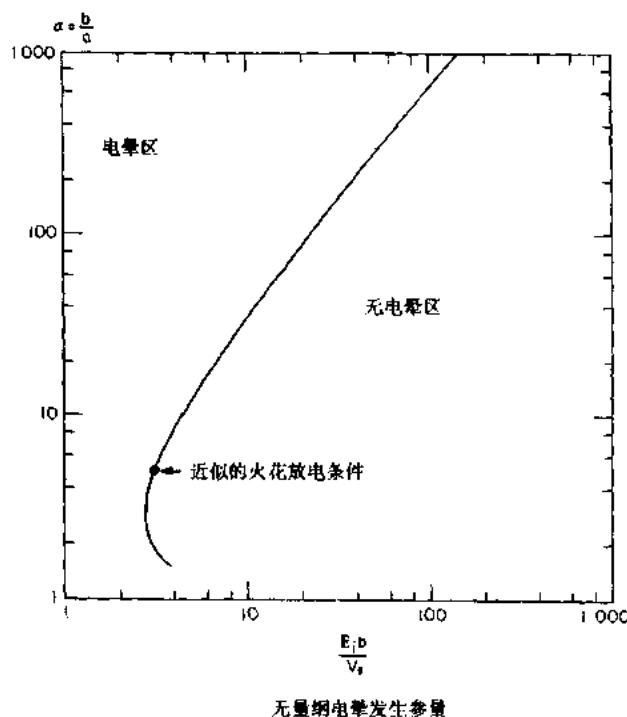


图 8.23 根据式(8.103)设计的电晕屏蔽设计曲线

在电晕屏蔽计算中,从电晕起始电场 E_i 、设备距最近的接地表面的距离 b 和最大运行电位 V_0 开始,计算式(8.103)的左端.用图 8.23 确定参数 α ,对电晕的发生确定最小^{*}的曲率半径 $r=a$.作为一个例子,考虑一实验室设备,其中,距离 $b=0.5\text{m}$, $V_0=50\text{kV}$,电晕起始电场 $E_i \approx E_B \approx 3\text{MV/m}$.对于这种情况,

$$\frac{E_i b}{V_0} = \frac{3 \times 10^6 \times 0.5}{5 \times 10^4} = 30 = \frac{\alpha}{\ln \alpha} \quad (8.104)$$

* 原文误为最大. ----译者注

图 8.23 给出 $a \approx 150$, 所以, 对于 $b = 0.5\text{m}$, 式(8.102)预期, 当电晕屏蔽的曲率半径大于 $a = 0.33\text{mm}$ 时应不发生电晕。因而, 一切比这个尖锐的东西, 包括螺纹和金属板边缘, 将产生电晕。因此应考虑到图 8.23 右下方的无电晕区设计。

8.5.5 电量的电特性

对于图 8.18 所示的针和平面形态, 已进行了广泛的测量, 获得在半径为 a 的针表面上电晕起始电压的关系。对于图 8.18 形态此起始电场是(Cobine 1958, p262):

$$E_{sc} = \frac{1.8 \times 10^5}{\sqrt{a}} \quad (\text{V/m}) \quad (8.105)$$

在这个经验表达式中, 针和平板之间的距离并未作为一个参数来考虑。如图 8.18 所示的那样, 针在平面之上距离 d 处, 起始电压是

$$V_c \approx \frac{1.8 \times 10^5 d}{\sqrt{a}} \quad (\text{kV}) \quad (8.106)$$

对图 8.19 所示, 分开距离为 S , 半径为 a 的两根丝, 丝表面上的交流电晕起始电场由 Peek (1929) 给出经验关系式:

$$E_{sc} = 3.1 m \delta \left(1 + \frac{0.0308}{\sqrt{\delta a}} \right) \quad (\text{MV/m}) \quad (8.107)$$

其中 m 是—经验的表面粗糙度因子, δ 是相对大气密度因子, 由

$$\delta \equiv \frac{298p}{T} \quad (8.108)$$

给出, 其中 p 是以大气压表示的压强, T 是以 K 表示的环境温度。对表 8.3 中的各种情况, Cobine (1958) 给出了表面粗糙度因子 m 的经验值。注意, 对于 $T = 298\text{K}$, $p = 1\text{atm}$, 大气密度因子 δ 为 1.0。这个修正正在高空情况下是重要的。

表 8.3 取自 Cobine(1958) 和 Peek(1929) 的电晕表面因子 m 。

导体状况	m
新的, 未洗过	0.67~0.74
用油脂溶剂洗过的	0.91~0.93
由钢丝刷刷过	0.88
抛光	1.00
刮磨过并复有灰尘	0.72~0.75
气候老化(五个月)	0.95
低温度下气候老化	0.92
一般设计的	0.87~0.90
7 股同心式电缆	0.83~0.87
19.37 和 61 股同心电缆	0.80~0.85

半径 a 和 b 的同轴圆筒之间的电晕起始电压, 由

$$V_c = E_{sc} \ln \left(\frac{b}{a} \right) \quad (\text{MV}) \quad (8.109)$$

给出,其中,电晕起始电场 E_{sc} 由式(8.107)给出,是在交流周期中的最大值.如图 8.19 所示,分开距离为 S 的平行线,在交流周期期间最大表面电场的经验关系式由皮克(1929)给出:

$$E_{sc} = 3.0m\delta \left(1 + \frac{0.0301}{\sqrt{\delta a}} \right) \quad (\text{MV/m}) \quad (8.110)$$

相应的交流周期期间最大电晕起始电压由

$$V_c = E_{sc}a \ln \left(\frac{S}{a} \right) \quad (8.111)$$

给出.从式(8.107)(同轴圆筒)和式(8.110)(平行导体)的对比中能看出,电晕起始电场没有大的差别.

当逐渐远离一尖针($r \gg a$)时,电晕电流维持一极限径向电场.这可由式(8.54)求出:

$$E_{lim,p} \approx \sqrt{\frac{-I_c}{6\pi\mu_i\epsilon_0 r}} \quad (\text{V/m}) \quad (8.112)$$

离子电晕电流 I_c 和离子迁移率 μ_i 的符号约定是使在平方根下的量总是正的.

对于同轴圆筒内的丝,远离丝的半径 $r \gg a$ 处的极限电场可由式(8.74)求出.此极限电场是

$$E_{lim,w} \approx \sqrt{\frac{-I_c}{2\pi L\mu_i\epsilon_0}} \quad r \gg a \quad (\text{V/m}) \quad (8.113)$$

在圆筒形情况下,在距丝很大距离处的极限电场与半径无关.

获得的极限电场使计算远离丝和针处的电荷密度成为可能.对于尖针情况,把式(8.110)代入式(8.50).远离针处的极限电荷密度为

$$\rho(r)_{lim} = \frac{1}{r^{3/2}} \sqrt{\frac{-3I_c\epsilon_0}{8\pi\mu_i}} \quad (\text{C/m}^3) \quad (8.114)$$

针附近的电荷密度在远距离处按 $r^{-3/2}$ 规律而减小.用类似的方式可以得到细丝周围的极限电荷密度,把式(8.113)代入式(8.70),可获得远离丝处的电荷密度:

$$\rho(r)_{lim} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{-I_c\epsilon_0}{2\pi L\mu_i}} \quad (\text{C/m}^3) \quad (8.115)$$

丝附近离子的电荷密度按 $1/r$ 下降.由这些结果看来,某些分析电晕产生和静电除尘器的作者应用恒定的电荷密度模型是令人惊讶的,电荷密度在这些作者采用的模型中与半径无关.

现在来计算电晕电流.对于尖针,我们无法积分方程(8.57)或解方程(8.59)来获得电位的径向变化,因而无法推导出电晕电流.但是,对于尖针产生的电晕电流,可以根据经验公式(Cobine 1958, p. 261)获得:

$$I_c = CV_o(V_o - V_c) \quad (8.116)$$

在式(8.116)中, V_o 是导体上的电压, V_c 是式(8.106)给出的电晕起始电压.这个关系式导出电晕电流电压成抛物线增加的结果,这在作为式(8.116)基础的实验数据中已看到了.此经验公式的进一步讨论可参考 Cobine(1958)或 Peek(1929).

对于细丝,更严格的推导是可能的.根据式(8.84),在活性半径处电位近似地等于电晕起始电压 V_c :

$$V(r_0) = V_c = \sqrt{B} \left[\frac{D}{2B} (r_0^2 - b^2) + \ln\left(\frac{b}{r_0}\right) \right] \quad (8.117)$$

对式(8.117)作下面的一组近似：

$$\sqrt{B} \approx aE_s \quad r_0 \ll b \quad \ln\left(\frac{b}{r_0}\right) \approx \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad (8.118)$$

则

$$V_c \approx -\frac{Db^2}{2aE_s} + aE_s \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad (8.119)$$

用式(8.75b)和式(8.65)给出的 V_0 的真空近似：

$$V_0 = aE_s \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad (8.120)$$

式(8.119)变为

$$V_c \approx -\frac{I_e b^2 \ln\left(\frac{b}{a}\right)}{4\pi L \mu_i \epsilon_0 V_0} + V_0 \quad (8.121)$$

为求电晕电流 I_e , 解式(8.121)可得

$$I_e = \frac{4\pi L \mu_i \epsilon_0}{b^2 \ln(b/a)} V_0 (V_0 - V_c) \quad (8.122)$$

的电晕电流, 此式给出与电压的抛物线关系, 这与文献中(参阅 Peek, 1929)报道的经验表达式一致. 式(8.122)中的值是考本在其式(8.131)中所估计的值的一半.

损失于电晕的功率, 对于细丝而言, 能以式(8.122)的电晕电流和电压 V_c 写出:

$$P_c = V_c I_e = \frac{4\pi L \mu_i \epsilon_0}{b^2 \ln(b/a)} (V_0 - V_c) V_c^2 \quad (8.123)$$

由尖针产生的电晕的功率损失有类似的表达式. 式(8.123)预期电晕功率损耗与施加的电压 V_0 成立方关系, 它与经验的功率损耗表达式(参看 Cobine 1958, 式(8.135))和参数 $(V_0 - V_c)V_0$ 成抛物线关系显然不一致.

8.6 电 击 穿

很多等离子体的工业应用涉及高电压, 所以电气击穿现象是极重要的. 考虑图(8.3)中的经典暗放电, 分析由于离子或光子的碰撞从左端的阴极上有二次电子电流发射的汤森放电. 这与广泛地应用于电气击穿研究中(图 8.4)的平行平板的结构也有关.

8.6.1 汤森放电中的电流

定义二次电子发射系数 γ :

$$\gamma = \frac{\text{发射的电子数}}{\text{入射的离子或光子数}} \quad (8.124)$$

是每个入射的离子或光子从阴极上所发射出的电子数目. 在经典放电管中, 汤森区中离子能量一般较低, γ 值在 10^{-2} 或 10^{-3} 量级. 根据式(8.9), 可由

$$\Gamma_{ea} = \Gamma_{ee} e^{\alpha d} \quad (8.125)$$

给出在阳极上的电子通量,其中 d 是阳极和阴极间距离, α 是汤森第一电离系数, Γ_{es} 等于在阳极上所有源产生的电子通量, Γ_{ee} 是由阴极出来的总的电子通量:

$$\Gamma_{ee} = \Gamma_{es} + \Gamma_{e0} \quad (8.126)$$

其中 Γ_{es} 是来自阴极的二次电子发射的电子通量, Γ_{e0} 是由于光发射、本底辐射或另外的过程在阴极上产生的电子通量.

在稳态情况下,到达阴极的离子通量等于到达阳极的电子通量和从阴极发射出的电子通量之间的差:

$$\Gamma_{ea} - \Gamma_{es} = \frac{\Gamma_{es}}{\gamma} = \Gamma_{ei} \quad (8.127)$$

把式(8.125)代入式(8.127)并重新整理一下,得到二次发射电子的阴极通量:

$$\Gamma_{es} = \gamma \Gamma_{ei} (e^{\alpha d} - 1) \quad (8.128)$$

进一步将式(8.128)代入式(8.126),阴极的总电子通量为

$$\Gamma_{ee} = \Gamma_{es} + \Gamma_{e0} = \gamma \Gamma_{ei} (e^{\alpha d} - 1) + \Gamma_{e0} \quad (8.129)$$

解出阴极的电子通量:

$$\Gamma_{ei} = \frac{\Gamma_{e0}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \quad (8.130)$$

把式(8.130)代入式(8.125),到达阳极的电子通量为

$$\Gamma_{ea} = \Gamma_{e0} \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \quad (\text{电子数 } / (\text{m}^2 \cdot \text{s})) \quad (8.131)$$

两边都乘以电子电荷和电子密度,可以按平行于电极表面的平面中的电流密度来写式(8.131):

$$j = j_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \quad (\text{A/m}^2) \quad (8.132)$$

8.6.2 汤森第二电离系数

对于参数 γ 来说,描述完全不同于阴极的二次电子发射过程是可能的,例如辐射电离和离子与中性粒子碰撞电离的体积过程或由紫外光入射产生光电发射那样的表面过程. 在这些条件下,可以定义汤森第二电离系数 β :

$$\beta \equiv \gamma \alpha \quad (8.133)$$

这个系数在最近的文献中逐渐停止使用. 当这些附加过程在汤森放电中存在时,作为平板距离函数的电流关系式(8.11),不再成立. 由式(8.11)绘出的直线维持到点 A,在 A 点发生附加的电子产生过程,在此之后电流的增加较式(8.11)预期的更快.

另一个过程是电子附着气体的分子上,它能减少两个平面平行板之间的电子. 像



等过程把电子从气体中除去. 这样的附着过程导致流向电极的电流的减少,在开关箱中和高压应用上是一个重要效应. 从气体中除去电子的效应在图 8.5 中由标记为 B 的曲线表示. 这些过程对所有强度的电场都发生,但当比值 E/P 增加时,变得更突出,这在图 8.5 中也显示了. 在开关箱中,采用四硫化碳等高附着性气体消除电弧和火花.

8.6.3 汤森判据

在图 8.4 的结构中, 研究了气体的电气击穿。在击穿或火花电位 V_b 下, 电流可增加 10^4 到 10^8 倍并且通常仅由两平板之间连接的电源内阻抗所限制。假如来自阴极的光或二次电子发射是主要过程, 汤森判据可由在两平板之间的电流无限增加的条件求得。当式 (8.132) 的分母趋于零时发生, 这条件可写为

$$1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 0 \quad (8.135)$$

也可写为如下形式:

$$\gamma e^{\alpha d} = \gamma + 1 \quad (8.136)$$

这被称为汤森判据。式 (8.136) 的左端是 $e^{\alpha d}$ 个正离子或光子激发出的二次电子数目。式 (8.136) 是对于击穿和向自持辉光放电发展的判据。

在电气击穿点, 可求出击穿电压。取汤森判据的自然对数, 得到

$$\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = \alpha d \quad (8.137)$$

定义击穿电压为 V_b , 式 (8.19) 的平行平板形态的击穿电场是

$$E_b = \frac{V_b}{d} \quad (8.138)$$

将式 (8.138) 和汤森第一电离系数的式 (8.24) 代入式 (8.137) 得到

$$Apd \exp\left[-\frac{Cpd}{V_b}\right] = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (8.139)$$

取式 (8.139) 两边的自然对数, 对击穿电压 V_b 求解可得

$$V_b = \frac{Cpd}{\ln\left[Apd/\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\right]} = f(pd) \quad (8.140)$$

注意, 某一特定气体的击穿电压仅仅依赖于 pd 的乘积这一现象被称为帕邢 (Paschen) 定律。

8.6.4 最小击穿电压

把式 (8.140) 中击穿电压的表达式对 pd 进行微分并使此微商等于零, 得到最小击穿电压发生时的 pd 值:

$$(pd)_{\min} = \frac{e}{A} \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = \frac{2.718}{A} \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (8.141)$$

其中若干气体的参数 A 已列入表 8.1 中。 $(pd)_{\min}$ 与二次发射系数的关系示于图 8.24。

把式 (8.141) 代入式 (8.140) 中, 可以求出上述通过微分获得的最小电压,

$$V_{b,\min} = e \frac{C}{A} \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = 2.718 \frac{C}{A} \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (8.142)$$

式 (8.142) 含有来自表 8.1 的常数 C 和 A , 此表中若干气体的最小击穿电压画在图 8.25 中, $V_{b,\min}$ 是最小击穿电压, 称为最小火花电位, 也即是在某一气体中能够发生电气击穿的最小电压。

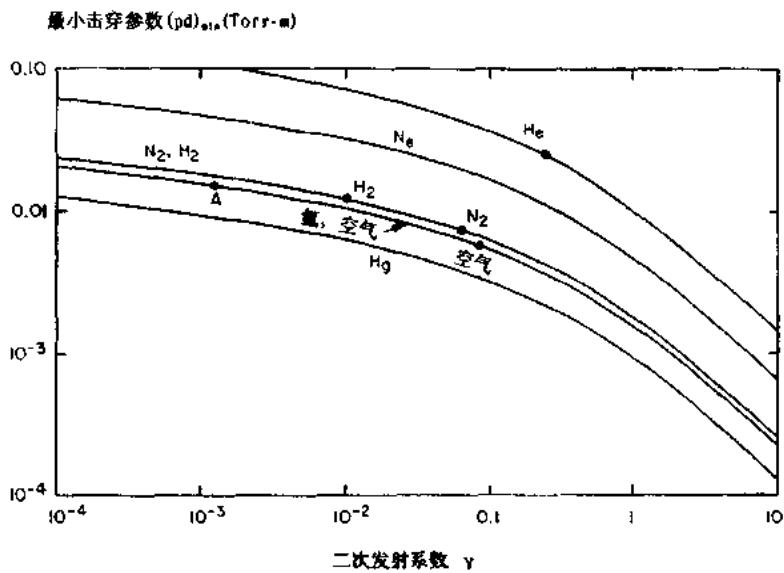


图 8.24 几种气体的帕邢曲线最小击穿(电压)参数(pd)_{min}
与阴极二次发射系数的关系

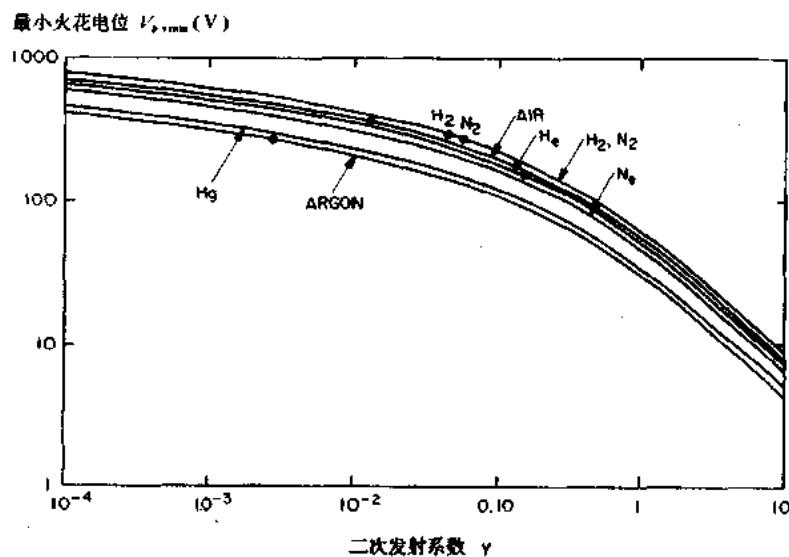


图 8.25 几种气体的帕邢曲线的最小火花电位 $V_{s,min}$
与二次电子发射系数的关系

8.6.5 普适帕邢曲线

相对于式(8.141)和(8.142)给出的最小值，可使乘积 pd 和击穿电压 V_s 无量纲化，对 pd 的无量纲值有

$$X = \frac{pd}{(pd)_{min}} \quad (8.143a)$$

击穿电压无量纲值由

$$Y = \frac{V_b}{V_{b,\min}} \quad (8.143b)$$

给出, 把式(8.143a)和(8.143b)代入式(8.140)得到普适击穿曲线, 由

$$Y = \frac{V_b}{V_{b,\min}} = \frac{X}{1 + \ln X} \quad (8.144)$$

给出, 一种气体的普适帕邢曲线画于图 8.26 中, 当 $\ln X = -1$ 时, 在左边渐近趋于无穷; 在 $X = 1$ 处达到最小值; 由于分母中的对数项, 在右边以比线性稍慢些的速度增加.

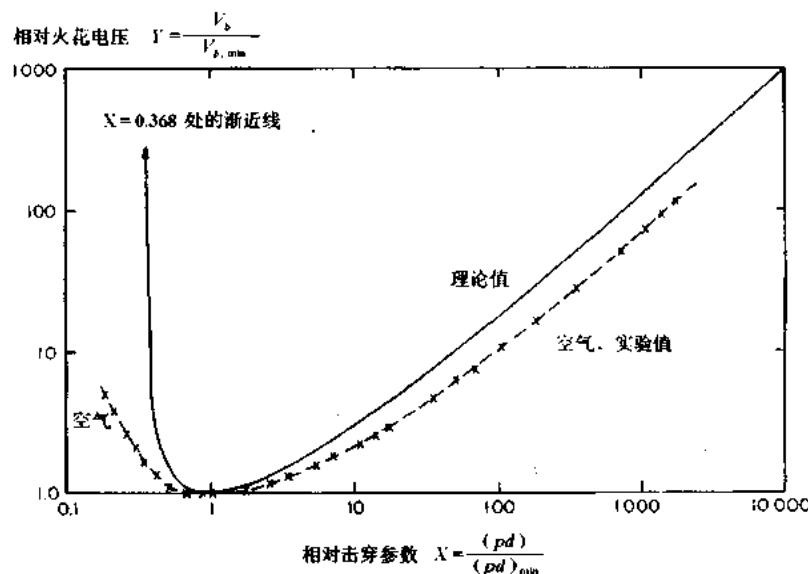


图 8.26 由式(8.144)得出的普适帕邢曲线, 显示了相对火花电位值在帕邢曲线极小值处与相对击穿参数的关系

图 8.26 的普适帕邢曲线有一特征极小值, 对于此极小值小的和大的 pd 参数, 击穿电压都上升. 在小的 pd 值处击穿电压增加, 是由于在间距 d 内没有足够多的中性原子提供电离碰撞; 在平板之间导致击穿的电离平均自由程太小. 在大于帕邢极小值时击穿电压上升, 是由于参数 pd 增加时, 耗散能量的电子碰撞变得频繁, 需要更强的电场以提供同样程度的电离.

表 8.4 中示出各种气体和阴极材料的某些最小火花放电常数(Cobine 1958, Brown 1966). 阴极材料的类型是有关系的, 它决定了图 8.24 和 8.25 中的二次电子发射系数 γ 的值. 这些值可用于式((8.143a), (8.143b)和(8.144)中估计击穿电压的近似值.

普适帕邢曲线预期当 $\ln X = -1$ 时击穿电压将是无限大, 在实际情况中一个重要的值由

$$pd = 0.3679(pd)_{\min} \quad (8.145)$$

给出. 式(8.145)预期在 pd 值小于最小值的 37% 时将不发生电离击穿. 真实气体的实际击穿压强往往偏离方程式(8.144)描述的普适曲线. 空气的实验点也画在图 8.26 上, 它比普适曲线值小, 在大的 X 值处约为其 $1/1.7$. 这些数据还显示在 pd 值小于式(8.145)普适曲线值的一半处, 电击穿也能发生.

表 8.4 某些气体的最小火花放电常数

气 体	阴 极	$V_{\text{break}}(\text{V})$	$(pd)_{\text{min}}$ (10^{-5} Torr · m)	参 考
A	Fe	265	15	Cobine(1958)
Air	—	360	5.7	Brown(1966)
CO_2	—	420	5.0	Cobine(1958)
H_2	Pt	295	12.5	Cobine(1958)
He	Fe	150	25	Cobine(1958)
Hg	W	425	18	Cobine(1958)
Hg	Fe	520	20	Cobine(1958)
N_2	Fe	275	7.5	Cobine(1958)
N_2O	—	418	5.0	Brown(1966)
O_2	Fe	450	7.0	Cobine(1958)
SO_2	—	437	3.3	Brown(1966)

8.6.6 高气压下的击穿

在高气压下,超过大约 100Torr 时,电气击穿的机制经常涉及阳极流注形成,当距离 d 约为 1mm 时,均匀电场下干燥大气的击穿电压由

$$V_b = 3000d + 1.35 \text{kV} \quad (8.146)$$

给出,它预期对干燥的大气击穿电场是

$$E_b \approx \frac{dV}{dx} \approx 30 \quad (\text{kV/cm}) \quad (8.147)$$

在高气压下,将不再遵守帕邢定律和图 8.26 的普适帕邢曲线。当电场大于在图 8.26 中或由式(8.146)预期的值时,经常形成电晕或流注,这过程经常存在于气体击穿发生之前。

参 考 文 献

- Bartnikas, R. and McMahon, E. J. (ed) 1979 *Engineering Dielectrics vol 1 Corona Measurement and Interpretation* (*ASTM Special Technical Publication No. 669*) (Philadelphia, PA: ASTM) LCCN 78-72477, ISBN 04-669000-21.
- Bohm, J. 1982 *Electrostatic Precipitators* (Amsterdam: Elsevier North-Holland) ISBN 0-444-99764-4.
- Brown, S. C. 1966 *Introduction to Electrical Discharges in Gases* (New York: John Wiley).
- Cobine, J. D. 1958 *Gaseous Conductors* (New York: Dover Publications).
- Loeb, L. B. 1961 *Basic Processes of Gaseous Electronics* 2nd edn (Berkeley and Los Angeles, CA: University of California Press) LCCN 65-5196.
- Loeb, L. B. 1965 *Electrical Coronas—Their Basic Physical Mechanisms* (Berkeley and Los Angeles, CA: University of California Press) LCCN 64-18642.
- Oglesby, S., Jr. and Nichols G B 1978 *Electrostatic Precipitation* (New York: Marcel Dekker) ISBN 0-8247-6649-0.
- Peck, F. W., Jr 1929 *Dielectric Phenomena in High Voltage Engineering* 3rd edn (New York: McGraw-Hill).
- Von A. Engel 1965 *Ionized Gases* 2nd edn (Oxford: Oxford University Press) ch 7.

9 气体中的直流辉光放电

辉光放电区的名字来源于这种等离子体是发光的。产生发光是由于电子能量和电子数密度已高到足以由激发碰撞产生可见光。辉光放电在照明器件上有着广泛的工业应用，如用于照明的传统放电荧光管，直流平行板等离子体反应器，用于沉积薄膜的“磁控管”放电，电子轰击等离子体源等。图 9.1 画出了一些工业用辉光放电的重要结构示意图。

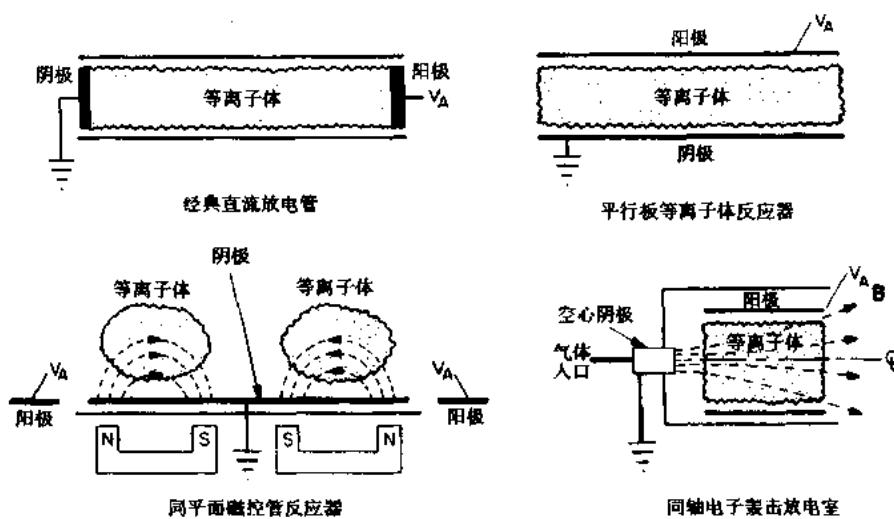


图 9.1 直流正常辉光放电的各种形式

9.1 直流辉光放电唯象学

当第 4 章的图 4.12 讨论的传统直流低气压放电管两端的电压增加到通过图 8.1 所示的暗放电区时，电流指数式地增加而进入汤森放电区。由于在图 8.1 的 E 点处接近击穿电压，所以可能发生两种情况，这取决于电源的内阻。如果电源内阻很高，从而只能提供很小的电流，放电管就不能拉出足够的电流击穿气体，放电管仍处于只有很小电晕点的电晕区，或在电极上有明显的刷形电晕放电。但是，如果电源内阻相当低，气体就会在电压 V_b 处击穿，放电将从暗放电区移到图 4.12 所示的低压正常辉光放电区。

9.1.1 低气压正常辉光放电

图 4.12 的辉光放电区，由图 9.2 给出了更详细的细节。左图给出电压-电流关系的简图，横坐标是总的放电电流，说明其幅度特性。右图上对应地画出了电极电流密度对辉光放电总电流的函数关系。电击穿之后，接到低内阻电源上的低气压放电管将进行不连续的转变，在电流-电压图上，从击穿点 E 过渡到 F 点。点 F 右边的区域几乎是平的，当电流变化了几个量级时，放电管的端电压仅稍有上升。

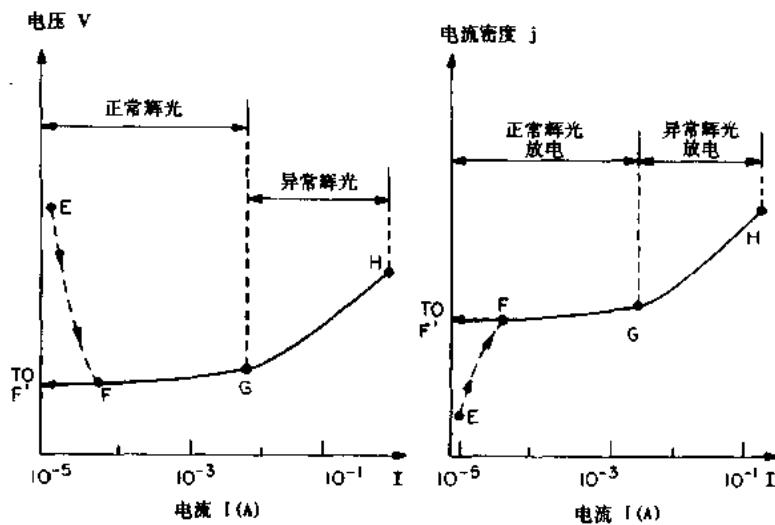


图 9.2 电压和电流密度随直流辉光放电总电流变化的函数关系

图 9.2 的 F 区至 G 区为正常辉光放电区。在此区域不仅电压与放电管的总电流无关，到达电极上的电流密度也与总电流无关。这意味着在辉光放电区内，低电流情况下，等离子体只与阴极表面的一小部分接触。随着电流的增加，接触表面逐渐增大，直到 G 点异常辉光的边界，等离子体覆盖整个阴极表面，以便在不改变电流密度的条件下提供所需的总电流。

在点 G 以上的异常辉光区内，为使阴极电流密度超过它的正常值，并提供所需的总电流，电压必须随总电流增加而迅速增加。在点 H 处，电极变得足够热，阴极产生热电子发射。如果直流电源的内阻足够低，就会从辉光放电过渡到电弧放电。在表 9.1 中简要地给出正常和异常辉光放电参数范围粗略特性。所列的都是在工业等离子体加工中采用的代表性的直流辉光放电的“特性”值。

表 9.1 辉光放电的特性参数

参 数	低 值	典型值	高 值
中性气体压力(Torr)	10^{-6}	0.5	760
电极电压(V)	100	1 000	50 000
电极电流(A)	10^{-4}	0.5	20
数密度(电子数/m ³)	10^{11}	5×10^{15}	6×10^{18}
电子动力学温度(eV)	1	2	5
功率电平(W)	10^{-2}	200	250 000
等离子体体积(l)	10^{-6}	0.1	100

9.1.2 正常辉光放电区

经典直流低气压放电在正常辉光区中形成的等离子体，外观上类似于理想化的示意图 9.3。这些构造在 19 世纪 30 年代首先由 Michael Faraday 观察到，后来，如 Abria (1848) 等早期低气压放电研究者也观察到了这些构成。这些结构看来可在宽范围条件下

工作,在正常辉光放电区它们各有特性并各有其名.为了纪念 19 世纪的第一个观测或研究的人们,以他们的名字进行了命名.图 9.3 画影线的密度表示发光强度.图 9.3 示出了正常辉光放电工作条件,阳极电压 V_A 可能是 1kV 或 2kV,总电流为 0.1A,空气或氩气压力为几托.

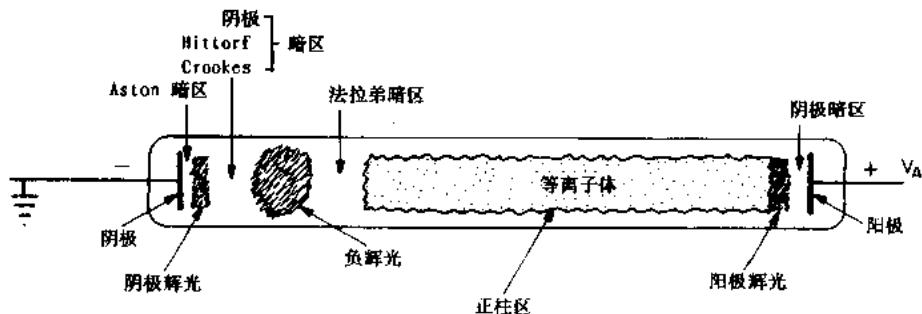


图 9.3 正常辉光放电可见区示意图

图 9.4 给出光强度、等离子体电位、电场和净电荷密度的特征轴向分布,其放电结构由顶部的图示出.到 1940 年前,这种低气压直流正常辉光放电,已经深入细致地研究了 100 年,这些放电的唯象学有大量的文献.我们现在从图 9.3 左边的阴极开始顺序向右边到阳极简要地给出这些观测的结果.

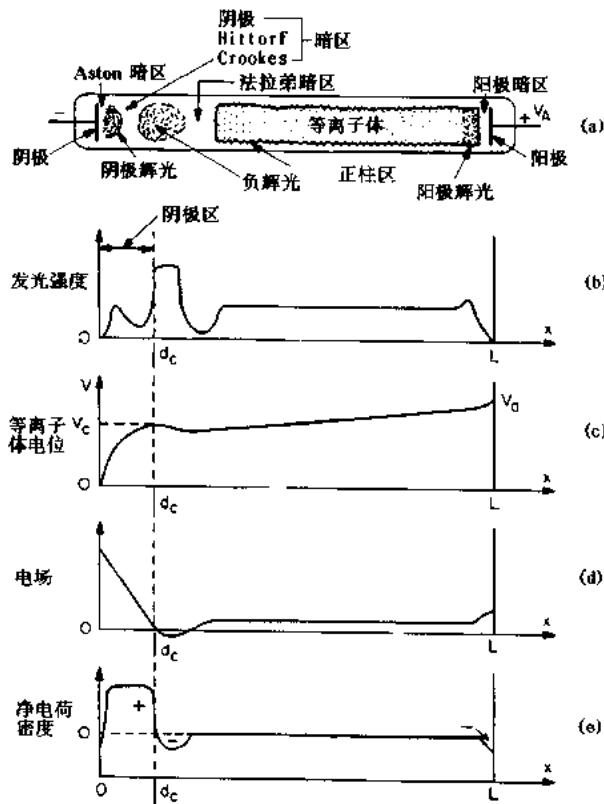


图 9.4 正常辉光放电特性的轴向变化

阴极 阴极由导电金属制成,二次电子发射系数 γ 对放电管的工作有很大影响。传统放电管的阴极通常是一个圆盘,阴极是冷的,无需依靠热电子发射维持放电。汤森理论描述的电流密度方程(8.132)意味二次电子发射系数很重要。为了定量地预言正常辉光放电的行为,需要知道所用的阴极材料的类型和它的二次电子发射系数值。有时采用空心阴极,在这种阴极下,等离子体是处于空腔的末端,或在圆筒壳的里面,目的是为了保存粒子和光子,以产生电离或发射。图5.8给出了一个空心阴极的例子。

阿斯顿(Aston)暗区 紧靠在阴极右边的阿斯顿暗区,是一个有强电场和负空间电荷的薄的区域。它含有慢电子,这些慢电子正处于从阴极向前的加速过程中。在这个区域里,电子密度和能量太低不能激发气体,所以出现了暗区。

阴极辉光区 图9.4紧靠在阿斯顿暗区右边的是阴极辉光区。这种辉光在空气中往往是微红色或桔黄色,是由于离开阴极表面溅射原子的激发,或外部进入的正离子向阴极移动形成的。这种阴极辉光有一个相当高的离子密度。阴极辉光的轴向长度取决于气体类型和气体压力。阴极辉光有时紧贴在阴极上,并掩盖了阿斯顿暗区。

阴极(Crookes,Hittorf)暗区 这是在阴极辉光的右边比较暗的区域,在英文文献里叫做Crookes暗区,在早期放电的德文文献里叫做Hittorf暗区。这个区域内有一个中等强度电场,有正的空间电荷和相当高的离子密度。

阴极区 放电管电压降大部分落在放电管的阴极和阴极暗区至负辉光之间的边界之间。这个区域叫做阴极区。从阴极表面($x=0$)到负辉光的边界($x=d_c$)的长度为 d_c 。电压降称之为阴极降,值为 V_c 伏特。大部分功率消耗在辉光放电的阴极区。在这个区域内,被加速电子的能量高到足以产生电离,使负辉光区和负辉光右面的区域产生雪崩。

在低气压辉光放电中,可以调整阴极区的轴向长度 d_c ,得到乘积 $d_c p$ 的最小值

$$d_c p \approx (dp)_{\min} \quad (9.1)$$

这个乘积是式(8.141)的帕邢(Pashen)最小值。在帕邢最小值下,可以在阴极电压降和功率消耗的最小条件下维持放电。在正常辉光放电下,当总放电电流变化时,等离子体与阴极接触的面积随总电流的增加而增大时,流到阴极的电流密度仍然近似为一个常数。在1托压力的空气中,一般的电流密度为 0.3mA/cm^2 , $d_c \approx 0.5\text{cm}$,阴极电压降在100到300V之间。

负辉光区 紧靠在阴极暗区右边的是负辉光区,在整个放电中它的光强度最亮。负辉光中电场相当低,它通常比阴极辉光长,并在阴极侧最强。在负辉光区内,几乎全部电流由电子运载。电子在阴极区被加速产生电离,在负辉光区产生强激发,因而观察到亮光发出。由于这些电子被减速,不再具有激发能量,开始进入了法拉第暗区。在负辉光区内典型的电子数密度约为 10^{16}电子/m^3 。

法拉第暗区 这个区紧靠在负辉光区的右边,在这个区域里,由于在负辉光区里的电离和激发作用,电子能量很低,在法拉第暗区中电子数密度由于复合和径向扩散而降低。净空间电荷很低,轴向电场也相当小。

正电柱 正电柱是准中性的,这是朗缪尔(Irving Langmuir)在定义“等离子体”时考虑的。在正电柱中电场很小,一般是 1V/cm 。这种电场的大小刚好足以在它的阴极端保持所需的电离度。在正电柱中的电子数密度通常为 $10^{15}\sim 10^{16}\text{电子/m}^3$,电子温度为 $1\sim 2\text{eV}$ 。空气中正电柱等离子体是粉红色至蓝色。在不变的压力下,随着放电管长度的增加阴极结构区的长度仍然不变($\rho d_c = \text{常量}$),正电柱变长。正电柱是一个长的均匀的辉光,除非触发

了自发不动的或运动的辉纹,或产生了扰动引发的电离波。

阳极辉光区 阳极辉光区是在正电柱的阳极端的亮区,比正电柱稍强一些,在各种低气压辉光放电中并不总有,它是阳极鞘层的边界。

阳极暗区 阳极暗区在阳极辉光和阳极本身之间,它是阳极鞘层,它有一个负的空间电荷,是在电子从正电柱向阳极运动中引起的,其电场高于正电柱的电场。阳极把电子从正电柱中拉出来,在这方面类似于朗缪尔探针在电子饱和下的情形。

9.1.3 有辉纹的放电

在部分电离的气体中,包括在直流正常辉光放电管的正电柱区(Garscadden 1978, Hirsh and Oskam 1978),发生的电子数密度的行波扰动或驻波扰动,分别称为动辉纹或不动辉纹。在最普通的形式中,动辉纹可传播正电柱中出现的发光带,可以传播到阳极上(负辉纹),也可以传播到阴极上(正辉纹),这取决于工作条件。在轴上某给定点上观察时,动辉纹的频率通常为几赫兹到几十千赫兹。法拉第在19世纪30年代第一个观测到了动辉纹,并记录在实验室的笔记本上,但这些观测结果从来没有发表过。1848年M. Abria第一个发表了关于动辉纹的描述。除非它们的速度低到足以用肉眼观测,观察动辉纹需要位相灵敏的频闪观测法,但是,不动辉纹很容易拍摄。图9.5给出一定气压范围内拍摄下来的各种气体的不动辉纹的传统照片。这照片最初是由德拉鲁(De La Rue)和马勒(H W Muller)在1878年发表(Brown 1966),在图9.5中,阴极在左边,阳极在右边,不动辉纹是正电柱中出现的发光带。



图9.5 在直流气压正常辉光放电管中的不动辉纹的照片,选自 De La Rue and Muller H. W., 1878(见 Hirsh and Oskam 1978, 第1章)

实际上,很多表面上看起来是均匀的、稳态的,部分电离的气体和正电柱中有动辉纹传播,但是,这种波的位相不同、并且随机变化,使气体外观总的是均匀的、不动的或动的辉纹有时看来像是有毛病的荧光管。辉纹对工业应用的部分电离的等离子体通常产生不希望有的影响。辉纹可以在等离子体泵浦激光器的激光介质中产生,并使输出调制;辉纹还可以在照明器件中产生,在要求均匀的直流平行板等离子体反应器中不希望有不动辉纹。

9.1.4 异常辉光放电

在经典直流低气压放电管内,当电流增加时,在正常辉光区内,电压刚开始时上升很慢,但最后,当到达图 9.2 中的电流-电压曲线上的 G 点时,电压就快速增高。这种增高在等离子体完全覆盖阴极表面时出现。进一步增加总电流的唯一方法是,通过增加电压,使更多的电流流过阴极区,并偏离阴极区的帕邢最小值。除了更强的发光以外,异常辉光放电看来很像正常辉光放电,但是,有时在阴极附近的一些放电区将重合,使得沿着阴极和阳极之间的整个放电发光强度大体上是均匀的。随着电流和电压的增加,阴极电流密度也增加,最终使阴极表面加热到白炽点。如果阴极加热到足以发射电子,电源的内阻抗足够低,放电就会过渡到电弧区。

9.1.5 阻碍放电

如果辉光放电长度 L 小于式(9.1)给出的帕邢极小值 d_p ,阴极电压降就会升高到高于帕邢极小值 $V_{p,min}$ 。这种结构称为阻碍直流辉光放电。阻碍辉光放电在工业上有很多应用,这种放电可用于产生希望的高电子数密度。

在某些异常辉光放电中,电极之间的距离短于帕邢极小值运行时所要求的阴极区的尺寸,即

$$pd_c < (pd_c)_{min} \quad (9.2)$$

这种阻碍异常辉光放电就会在高于式(9.2)是一个等号时得到的阳极电压下工作,但这正是某些等离子体加工应用中为在鞘层两边得到大的电压降所希望的。这样高的电压降有时是加速离子进入芯片的沉积或刻蚀所希望的。图 9.6 表示代表性的直流平行板等离子体反应器使用阻碍异常辉光放电的结构。

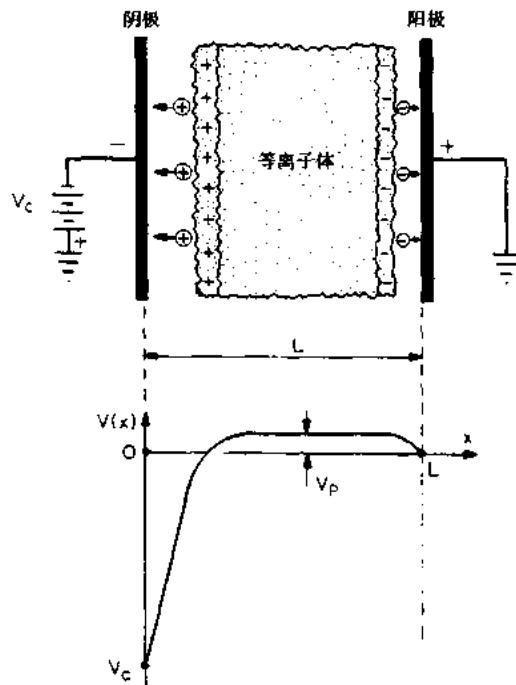


图 9.6 用作阻碍直流异常辉光放电工作的平行板反应器

9.2 直流辉光放电理论

在这一节里将研究一些物理过程,主要包括直流辉光放电等离子体中独立的和非独

立的一些变量。这些关系往往对直流辉光放电的意外行为的理解是很有用的，即使有时这些关系比准确的定量预期更为定性。

9.2.1 阴极区的汤森理论

经典辉光放电管的研究历史表明，如果仅满足于定性的或粗略的定量理解，在式(8.124)之后发展的汤森放电理论可以用于正常辉光放电的阴极区。在应用中，参数 d_c 是以 m 为单位的阴极区的长度， V_c 是以 V 为单位的阴极电压降，对一个好的近似，是调整正常辉光放电等离子体参数，以满足式(9.1)

$$d_c p \approx (dp)_{\min} \quad (9.1)$$

这是帕邢曲线的最小击穿参数，这里，阴极电位降为

$$V_c \approx V_{b,\min} \quad (9.3)$$

$V_{b,\min}$ 是在帕邢曲线极小处的击穿电压。一般地，最小阴极电位降击穿参数 pd_c 的范围在 5 至 25×10^3 Torr·m，对常用气体和阴极材料来说，最小的阴极电压降 V_c 约在 150V 和 450V 之间。在 Cobine(1958)的表 8.2 和 8.3 中给出了这些参数的更详细的数据，但是他介绍的都是很老的数据，当时在这些数据中所包括的气体几乎全被水银蒸汽污染，这些数据可能不适用于现代的干净的真空系统。

在早期的阴极区的研究中，F W Aston(1911)报道了阴极区中的电场近似为线性的。

$$E = C(d_c - x) \quad (9.4)$$

对此积分，可得轴向位置 x 处的阴极电压

$$V(x) = \int_0^x E dx = \int_0^x C(d_c - x) dx = C \left(x d_c - \frac{x^2}{2} \right) \quad (9.5)$$

应用边界条件

$$x = d_c \quad (9.6a)$$

处有

$$V(d_c) = V_c \quad (9.6b)$$

用于式(9.5)，积分常数 C 可写成

$$C = 2V_c/d_c^2 \quad (9.7)$$

将它代入式(9.5)，得到正常辉光放电阴极区内沿轴的电位表达式

$$V(x) = \frac{V_c x (2d_c - x)}{d_c^2} \quad (9.8)$$

对式(9.8)微分得阴极电压降区内的电场

$$E = \frac{dV}{dx} = \frac{2V_c (d_c - x)}{d_c^2} \quad (9.9)$$

恢复了阿斯顿的线性关系。

在阴极区内根据泊松方程定义一个净电荷数密度，可得净电荷密度

$$\delta n = Zn_i - n_e \quad (9.10)$$

正常辉光放电轴向泊松方程可以写成

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{e\delta n}{\epsilon_0} = -\frac{2V_c}{d_c^2} \quad (9.11)$$

这里已代入了式(9.8)的二次导数以求得式(9.11)的右边项.解式(9.11)得静电荷密度

$$\delta n = \frac{2\epsilon_0 V_c}{ed_c^2} \quad (\text{粒子数 / m}^3) \quad (9.12)$$

可见,在正常辉光放电的阴极区内,正的净离子数密度是一个常数,图 9.4 给出了这些函数关系的示意图.

9.2.2 非磁化洛伦兹等离子体

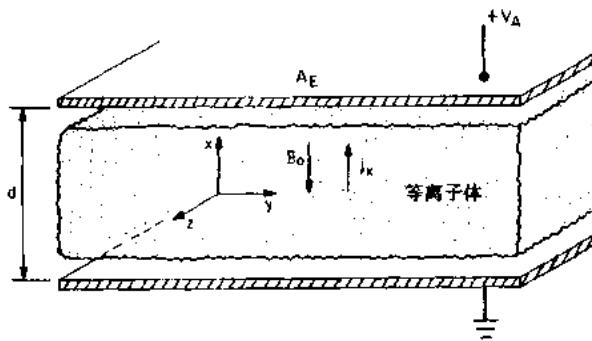


图 9.7 具有可供计算输入到非磁化正常辉光放电的参数的平行板反应器

现在,在微观尺度上来推导输给非磁化直流辉光放电的功率,图 9.7 给出了推导时使用的平行板的结构,考虑一个用洛伦兹模型描述的辉光放电等离子体,电子以碰撞频率 ν_c 把它们的动量损失给中性本底气体. 在图 9.7 的情况下,单个电子的运动方程为

$$\mathbf{F} = m_e \mathbf{a} = m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nu_c m_e \mathbf{v} + e\mathbf{E} \quad (9.13)$$

在直流的电场中式(9.13)变成

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nu_c \mathbf{v} - \frac{e\mathbf{E}_0}{m_e} = 0 \quad (9.14)$$

如果假定电子的初始条件(注意这是稳态放电) $t=0$ 时,

$$v(t) = v_0 \quad (9.15)$$

用这个初始条件解式(9.14)得

$$v(t) = \frac{eE_0}{\nu_c m_e} + \left(v_0 - \frac{eE_0}{\nu_c m_e} \right) e^{-\nu_c t} \quad (9.16)$$

式(9.16)的第二项是初始瞬变项,它衰减到很小后,在稳态情况下剩下的是不变的漂移速度

$$v_d = \frac{eE_0}{\nu_c m_e} \equiv \mu_e E_0 \quad (9.17)$$

式中 μ_e 是电子迁移率.

电场对电子作的功是

$$dW = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{x} = eE_0 dx \quad (\text{J}) \quad (9.18)$$

一个电子吸收的功率为

$$p = \frac{dW}{dt} = eE_0 \frac{dx}{dt} = eE_0 v_d \quad (\text{W}) \quad (9.19)$$

把式(9.17)代入式(9.19), 得到一个电子的吸收功率

$$p = \frac{e^2 E_0^2}{\nu_e m_e} \quad (\text{W/电子}) \quad (9.20)$$

如果正常辉光放电的电子数密度为 n_e , 可得单位体积的总吸收功率为

$$P = n_e p = \frac{n_e e^2 E_0^2}{\nu_e m_e} \quad (\text{W/m}^3) \quad (9.21)$$

这里忽略了等离子体集体效应, 它可以屏蔽外加电场.

可以以静电场的能量密度表达功率耗散

$$U_{\max} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2 \quad (\text{J/m}^3) \quad (9.22)$$

电子等离子体频率为

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad (9.23)$$

可由式(9.22)和(9.23)把式(9.21)写成

$$P = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2 \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \frac{2}{\nu_e} \quad (9.24)$$

然后再把式(9.24)变成

$$P = U_{\max} \frac{2\omega_{pe}^2}{\nu_e} = U_{\max} \nu_e \quad (\text{W/m}^3) \quad (9.25)$$

式中的 ν_e 是能量转换频率, 以赫兹为单位, 代表外电源提供给单位体积等离子体的静电能量密度. 对非磁化等离子体的能量转换频率为

$$\nu_e = \frac{2\omega_{pe}^2}{\nu_c} \quad (\text{Hz}) \quad (9.26)$$

这种频率是能量传输给等离子体的基频, 它是电子数密度、电子动力学温度、气体类型和中性本底气压的函数.

9.2.3 磁化的洛伦磁等离子体

在某些情况下, 希望用一个平行于平行板反应器电极的磁场来改善直流辉光放电的特性, 如图9.8所示. 所加的磁场方向与电极平面垂直的安排很少用, 因为如第四章指出

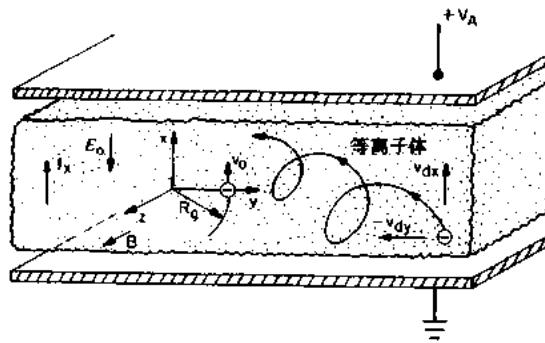


图 9.8 磁化正常辉光放电等离子体平行板反应器的示意图, 磁场沿 z 轴所指的方向

的那样,等离子体沿着磁场的输运性质与非磁化等离子体的输运性质相同.但是,这种安排可以减小边缘损失,并能改善放电区的均匀性.

如果像图 9.8 所示的那样加磁场,单个离子和电子就会在 $+y$ 方向上产生一个 E/B 漂移.由于外加电场产生的一个向上的力,图右边的电子还会在 $+x$ 方向上产生一个横越磁力线的慢漂移.

对洛伦兹气体而言,在图 9.8 的平行板等离子体反应器中,作用在单个电子上的力为

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} = q[\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})] - m\nu_e\mathbf{v} \quad (9.27)$$

在这种结构中,电场、磁场和电子电荷分别

$$\mathbf{E} = (-E_0, 0, 0) \quad (9.28a)$$

$$\mathbf{B} = (0, 0, B_0) \quad (9.28b)$$

$$q = -e \quad (9.28c)$$

如图 9.8 的左边所示, $t=0$ 时的初始条件是

$$y = R_s = \frac{v_0}{\omega_c} \quad (9.29a)$$

和 $t=0$ 时,

$$\frac{dy}{dt} = -v_{d,y} \quad (9.29b)$$

在这种情况下, $t=0$ 时电子从坐标系的原点开始一个回旋半径运动,由 E/B 漂移引起 y 方向上的漂移. 在 $t=0$ 时还有

$$x = 0 \quad (9.30a)$$

$$\frac{dx}{dt} = +v_{d,x} + v_0 \quad (9.30b)$$

初始位置是 $x=0$,在 x 方向上的速度是回旋速度 v_0 加上电场方向上的漂移速度.

根据式(9.27),给出图 9.8 反应器中的 x 方向的电子运动方程

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + m\nu_e \frac{dx}{dt} + eE_0 + eB_0 \frac{dy}{dt} = 0 \quad (9.31)$$

y 方向的电子运动方程为

$$m \frac{d^2y}{dt^2} - eB_0 \frac{dx}{dt} + m\nu_e \frac{dy}{dt} = 0 \quad (9.32)$$

改写方程(9.31)和(9.32),运动方程为

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_c \frac{dy}{dt} + \nu_e \frac{dx}{dt} + \frac{eE_0}{m} = 0 \quad (9.33)$$

和

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \nu_e \frac{dy}{dt} - \omega_c \frac{dx}{dt} = 0 \quad (9.34)$$

式中 ω_c 是电子回旋频率.解得电子位置与时间的函数关系为

$$x(t) = -v_{d,x}t - \frac{v_0\nu_e}{(\nu_e^2 + \omega_c^2)} - \frac{v_0e^{-\nu_e t}}{(\nu_e^2 + \omega_c^2)}(-\nu_e \cos \omega_c t + \omega_c \sin \omega_c t) \quad (9.35a)$$

和

$$y(t) = R_s - v_{d,y}t - \frac{v_0\omega_c}{(\nu_e^2 + \omega_c^2)} + \frac{v_0e^{-\nu_e t}}{(\nu_e^2 + \omega_c^2)}(\nu_e \sin \omega_c t + \omega_c \cos \omega_c t) \quad (9.35b)$$

式中的漂移速度为

$$v_{d,y} \equiv \frac{E_0}{B_0} \frac{\omega_c^2}{(\nu_c^2 + \omega_c^2)} \quad (9.36a)$$

$$v_{d,x} \equiv \frac{E_0}{B_0} \frac{\omega_c \nu_c}{(\nu_c^2 + \omega_c^2)} \quad (9.36b)$$

微分方程(9.35a)和(9.35b),并应用式(9.29)和(9.30)的边界条件,得到电子速度分量

$$\frac{dy}{dt} = -v_{d,y} = v_0 e^{-\nu_c t} \sin \omega_c t \quad (9.37a)$$

和

$$\frac{dx}{dt} = -v_{d,x} = v_0 e^{-\nu_c t} \cos \omega_c t \quad (9.37b)$$

在 x (Pedersen)方向上流动的电流密度是

$$J_x = en_e \frac{dx}{dt} \quad (\text{A/m}^2) \quad (9.38)$$

利用式(9.37b),并忽略与时间有关的瞬时项,式(9.38)给出 x 方向上的电流密度

$$J_x = -\frac{en_e E_0}{B_0} \frac{\omega_c \nu_c}{(\nu_c^2 + \omega_c^2)} = -en_e E_0 \mu_p \quad (9.39)$$

式中 μ_p 是 Pedersen 方向上的迁移率. Pedersen 迁移率 μ_p 可以利用非磁化等离子体中的电子迁移率 μ_0 写出

$$\mu_p \equiv \frac{\mu_0 \nu_c^2}{\nu_c^2 + \omega_c^2} \quad (\text{C} \cdot \text{s/kg}) \quad (9.40)$$

用式(9.37a),并忽略瞬时项我们可以得到 y (Hall)方向上的电流密度

$$J_y = en_e \frac{dy}{dt} = -en_e v_{d,y} = -\frac{e^2 n_e E_0}{m \nu_c} \frac{\omega_c \nu_c}{(\nu_c^2 + \omega_c^2)} \quad (9.41)$$

利用霍耳迁移率 μ_H 可写出 y 方向上的电流密度

$$J_y = -en_e E_0 \frac{\mu_0 \omega_c \nu_c}{(\nu_c^2 + \omega_c^2)} = -en_e E_0 \mu_H \quad (9.42)$$

式中霍耳迁移率是

$$\mu_H \equiv \frac{\mu_0 \omega_c \nu_c}{(\nu_c^2 + \omega_c^2)} \quad (9.43)$$

注意,磁场的存在使沿电场方向的迁移率减小,因此导致“磁约束”,而式(9.43)的霍耳迁移率却增加,它在没有磁场的情况下是零.

电场消耗的功率为

$$P = n_e \mathbf{F} \cdot \mathbf{v} \quad (\text{W/m}^3) \quad (9.44)$$

式中的电场作用力为

$$\mathbf{F} = (eE_0, 0, 0) \quad (\text{N}) \quad (9.45)$$

将式(9.37b)代入式(9.44)得出由电场传输给等离子体的总功率,忽略与时间有关的瞬时项,得

$$P = -en_e E_0 \frac{dx}{dt} = -\frac{n_e E_0^2}{B_0} \frac{\omega_c \nu_c}{(\nu_c^2 + \omega_c^2)} \quad (\text{W/m}^3) \quad (9.46)$$

式(9.46)的右边项可以分解出由电源提供的电场的静电能量密度 U 、电子等离子体频率、能量转移频率 ν_* ，如下：

$$P = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2 \frac{e^2 n_e}{m \epsilon_0} \frac{2\nu_*}{(\nu_e^2 + \omega_e^2)} = U \frac{2\omega_{pe}^2 \nu_*}{(\nu_e^2 + \omega_e^2)} = U \nu_* \quad (9.47)$$

因此，利用非磁化放电的能量转移频率 ν_{*0} ，可写出磁化洛伦兹放电的能量转移频率

$$\nu_* = \frac{2\omega_{pe}^2}{\nu_e} \frac{\nu_e^2}{(\nu_e^2 + \omega_e^2)} = \nu_{*0} \frac{\nu_e^2}{(\nu_e^2 + \omega_e^2)} \quad (9.48)$$

垂直于直流电场的磁场的影响总是降低能量转移频率，并由此降低输入到磁化直流辉光放电中的功率。如果功率的降低不伴生数密度的降低，或降低其它预期的性质，这可能是它的实际优点。

如果中性气体压力保持不变（从而碰撞频率不变），改变磁感应强度 (ω_e 变化)，式(9.48)意味着当 $\omega_e=0$ 时，能量转移频率 ν_* 是最大值，也就是非磁化等离子体。相反，如果固定 ω_e ，改变气压（从而改变 ν_e ），能量转移频率为最大的条件为

$$\frac{d\nu_*}{d\nu_e} = \frac{2\omega_{pe}^2}{(\omega_e^2 + \nu_e^2)^2} (\omega_e^2 - \nu_e^2) = 0 \quad (9.49)$$

即当

$$\omega_e = \nu_e \quad (9.50)$$

时，此点的能量转移频率的值为

$$\nu_* = \frac{\omega_{pe}^2}{\nu_e} = \frac{1}{2} \nu_{*0} \quad (9.51)$$

是非磁化等离子体的能量转换频率的一半。

9.2.4 肖特基(Schottky)条件

肖特基在 1924 年指出，在正常辉光放电中，柱状正电区的电子动力学温度，由在等离子体的外半径 $r=a$ 处的电子数密度为零来确定。在稳态情况下，电子的连续性方程可以写成

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \Gamma_e) = S_e = n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (9.52)$$

根据菲克(Fick)扩散定律，径向电子通量 Γ_e 可以写成

$$\Gamma_e = -D_e \frac{dn_e}{dr} \quad (9.53)$$

径向电子扩散系数可以是电子动力学温度的弱函数，把式(9.53)代入式(9.52)得

$$\frac{D_e}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dn_e}{dr} \right) + n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_{ne} = 0 \quad (9.54)$$

这里的 D_e 不是半径的函数，如果使用依赖电子温度的电离频率

$$\nu_e = n_0 \langle \sigma v \rangle_{ne} = f(T_e) \quad (9.55)$$

就可以简化式(9.54)，得贝塞尔方程。把式(9.55)代入式(9.54)中，得

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dn_e}{dr} \right) + \frac{\nu_e n_e}{D_e} = 0 \quad (9.56)$$

利用边界条件 $n_e(a)=0$ 和 $n_e(0)=n_{eo}$ ，式(9.56)有一个解

$$n_e(r) = n_{e0} J_0 \left(\frac{2.405r}{a} \right) \quad (9.57)$$

在柱状正电柱的正常辉光放电中,边界条件为,在正柱半径 $r=a$ 处电子数密度趋向零,因此,

$$\frac{\nu_e(T_e)}{D_e(T_e)} = \left(\frac{2.405}{a} \right)^2 \quad (9.58)$$

含有正电柱半径的式(9.58)称为肖特基条件,它受电子温度 T_e 的制约,并要求正电柱处于稳定状态,这通常解释为正电柱的电子动力学温度由它的半径决定。

9.2.5 T_e 与粒子守恒

考虑图 9.7 所示辉光放电的平面平行的等离子体反应器,这种结构在工业应用中是很普通的。在这一节中,将给出击穿参数乘积 pd ,它只是这种等离子体的电子温度的函数。

在图 9.7 中,在 x 方向上的电极之间流动的电流密度可以写成

$$J_x = e n_e v_{d,e} = e n_e \mu_e E_0 \quad (\text{A/m}^2) \quad (9.59)$$

式中 μ_e 是电子迁移率,为

$$\mu_e = \frac{e}{m_e v_e} = \mu_e(T_e) \quad (9.60)$$

在一般情况下迁移率是电子动力学温度的函数,电极总电流为电极面积 A_E 与电流密度的乘积

$$I_e = A_E J_x = e n_e \mu_e E_0 A_E \quad (\text{A}) \quad (9.61)$$

现在把电源输出来的,由方程(9.61)给出的电流与等离子体内部的电荷产生率比较一下,辉光放电中的每秒每立方米的电离数由电离(反应)率给出

$$R = n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (\text{电离数 / m}^3 \text{s}) \quad (9.62)$$

式中的电离率系数为

$$\langle \sigma v \rangle_{ne} = \langle \sigma v \rangle_{ne}(T_e) \quad (\text{m}^3/\text{s}) \quad (9.63)$$

它也是电子动力学温度的函数,电离率系数通常是电子温度的函数,大多数直流辉光放电的电子温度范围在 $1\sim 5\text{eV}$,如果在等离子体中没有复合,所有的电离都是单电离,则由电极收集到的每秒库仑(安培)的总电流等于式(9.62)给出电离数乘以电离产生的每个电子或离子的单电子电荷,再乘以放电体积,对平面平行板反应器来说,放电体积刚好是电极面积 A_E 乘以电极之间的距离 d ,则

$$I_e = e V_p R = e A_E d R \quad (\text{A}) \quad (9.64)$$

式(9.64)电离产生的电子源等于式(9.61)流到电极上的电流,可得下面关系:

$$\mu_e E_0 = d n_0 \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (9.65)$$

考虑到中性数密度 n_0 与气压成正比,把式(9.65)重写为

$$\frac{1}{pd} \sim \frac{1}{n_0 d} = \frac{\langle \sigma v \rangle_{ne}}{E_0 \mu_e} = f(T_e) \quad (9.66)$$

正常辉光放电是在放电两端的电压几乎与电流无关的状态下工作,由于分母里出现的电场 $E_0 = V_p/d$,对正常辉光放电而言,近似是一个常数,式(9.66)包含一个击穿参数 pd ,是压力与辉光放电的电极之间的距离的乘积,它由电子温度决定,这个结果类似于式(9.58)

的肖特基关系式,但它是根据轴向等离子体参数得到的,而不是根据径向粒子平衡的更特殊的条件得到的.

9.2.6 n_e 与能量守恒

已经指出正常辉光放电的击穿参数 pd 由电子的动力学温度决定,现在来求辉光放电中的电子数密度与放电消耗的总功率的关系.

图 9.7 的正常辉光放电消耗总功率为

$$P_{\text{out}} = V_a I_a \quad (\text{W}) \quad (9.67)$$

是阳极电压与流到电源上的总电流的乘积.由于这种放电是稳定状态,所以到阳极和阴极上的离子和电子通量相等

$$\Gamma_e = \Gamma_i \quad (\text{粒子数}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})) \quad (9.68)$$

这不是真实的关系,因为在等离子体中将建立电荷,违反了最初的直流放电的假设,也违反了准中性的假设.

如果忽略由线辐射、电荷交换和复合引起的功率损失,正常直流辉光放电的总功率通常不大,流到阳极上的电子流带走的功率为

$$P_e = e \Gamma_e A (\epsilon'_e + \epsilon'_i) \quad (\text{W}) \quad (9.69)$$

式中 A 是放电的截面面积,

$$\epsilon'_e = eV/(\text{电子-离子对}) = f(T_e) \quad (9.70)$$

参数 ϵ'_e 是产生每一个电子-离子对所需的电子伏特数,它是放电的电子动力学温度的函数.这个参数还与表 8.2 的斯托列都(Stoletow)参数有关,其值一般为每一离子-电子对 40~90eV. 在我们的动力理论的讨论中,根据式(2.32),粒子碰撞表面的能量为

$$\epsilon'_i = 2T'_i \quad (9.71)$$

轰击能量比气体的平均能量高到 $4/3$ 倍,因为粒子碰撞表面的平均速度比约束在放电中的粒子高.

流到阴极的离子通量带走的功率为

$$P_i = e \Gamma_i A \epsilon'_i = e \Gamma_e A \epsilon'_i \quad (9.72)$$

式中 ϵ'_i 是离子轰击能量,以 eV 为单位,它与鞘层和放电特性有关.它的能量范围从几个电子伏到几百电子伏,取决于放电工作参数.如果等离子体是准中性的,通常这是一个好的假设,这时两个通量就相等

$$\Gamma_e = \Gamma_i = n_e v_{de} = n_e \mu_e E_0 \quad (9.73)$$

由式(9.67)给出的供给放电的总功率等于离子和电子流到电极上带走的总功率.由式(9.69)和(9.72)有

$$P_{\text{out}} = V_a I_a = P_e + P_i = e A n_e \mu_e E_0 (2T'_e + \epsilon'_e + \epsilon'_i) \quad (9.74)$$

式(9.74)可以重新对正常辉光放电下的平均电子数密度求解

$$n_e = \frac{V_a I_a}{e A \mu_e E_0 (2T'_e + \epsilon'_e + \epsilon'_i)} \quad (\text{电子数}/\text{m}^3) \quad (9.75)$$

因为这是一个正常辉光放电,当等离子体参数变化时,正电柱中的电场仍然近似为常数.如果等离子体工作条件变化不太大,电子数密度与输入辉光放电的功率成线性正比关系,与电子动力学温度成弱的反比函数关系.式(9.75)的分母至多不过是电子温度的直线

函数,而电子温度本身是输入功率相当缓慢变化的函数。这样,式(9.75)表明电子数密度是输入放电功率的线性函数。在很多实际应用中,这是一个很有用的近似。

9.2.7 直流辉光放电的功率分配

直流辉光放电的功率分配是一个很重要的问题,特别是用作照明器件时,效率是一个主要因素。用式(9.22)和(9.25)的电场和能量转移频率,可以把功率密度写成

$$p = \frac{\epsilon_0 \nu}{2} E^2 \quad (\text{W/m}^3) \quad (9.76)$$

式中 ν 的单位是赫兹, E 是电场,单位是每米伏特。根据图 9.4 显然正常辉光放电的大部分功率是消耗在阴极区,在 $x=0$ 和 $x=d_c$ 之间的这个区域里,电场是最高的。因此,在正常辉光放电情况下,阴极区有固定的损失,而正电柱等离子体几乎没有能量耗费。由于这个原因,像荧光灯管的发光来自正电柱,应该尽可能长。

9.2.8 相似关系

在设计直流辉光放电等离子体反应器或设计以辉光放电为基础的电照明器件过程中往往遇到一个问题,就是根据已知能满意工作的尺寸,去按比例换算成更大或更小的辉光放电的尺寸。图 9.9 画出了在电极两端都有相同的电压降 V_A ,拉出相同的以安培为单位的总电流的两种辉光放电,如果它们的轴向尺寸可以用

$$d_1 = ad_2 \quad (9.77)$$

描述,它们的直径可以用

$$D_1 = aD_2 \quad (9.78)$$

描述,它们的压力可以用

$$p_2 = ap_1 \quad (9.79)$$

描述,就可以说是相似放电。

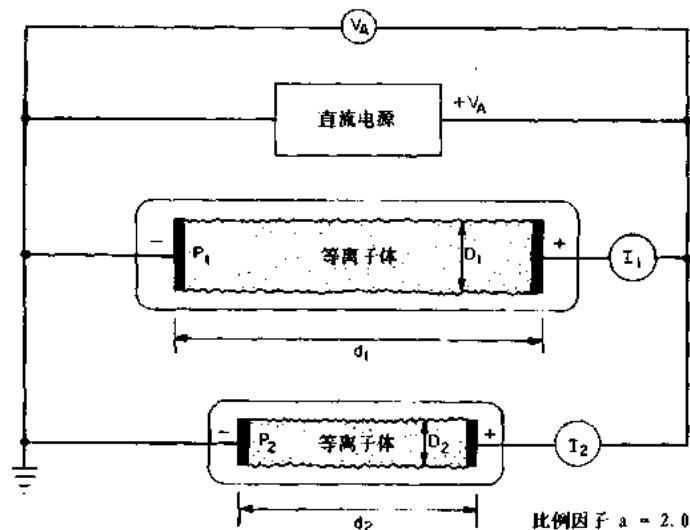


图 9.9 尺寸差两倍的两种相似放电管

图 9.9 表示两个相似的直流放电管，并联于同一个电源^{*}，并拉出相同的电流 $I_1 = I_2$ 。在相似放电中，放电的气压和所有尺寸都增加同样的倍数 a ，在图 9.9 中 a 取值为 2。相似放电的特性就是，即使它们的尺寸和特性都不同，它们也能从电源那里得到相同的功率。相似关系简化了用相同电压驱动的照明器件的设计，这里通常希望有相同的照明功率输出。

在相似放电中，放电的动力学参数和等离子体参数都是按比例的。图 9.9 的两种放电的平均自由程为

$$\lambda_1 = a\lambda_2 \quad (9.80)$$

电场为

$$E_2 = aE_1 \quad (9.81)$$

这两种放电拉出相同的总电流（以安培为单位），给出按比例的电流密度

$$J_2 = a^2 J_1 \quad (9.82)$$

随之而来，在这两种放电中得到按比例的电子数密度

$$n_{e2} = a^3 n_{e1} \quad (9.83)$$

按比例的相似放电的可用性是很明显的，气体放电行为的实验数据已经制成表保存。在相似放电下，击穿参数 d_p 是相同的，

$$d_1 p_1 = d_2 p_2 = \text{常量} \quad (9.84)$$

因为汤森第一电离系数是按比例的

$$\alpha_1 = a\alpha_2 \quad (9.85)$$

所以相似放电的参数 α/p 也是常量

$$\frac{\alpha_1}{p_1} = \frac{\alpha_2}{p_2} = \text{常量} \quad (9.86)$$

电场与气压之比值也是常量

$$\frac{E_1}{p_1} = \frac{E_2}{p_2} = \text{常量} \quad (9.87)$$

式(9.84)、(9.86)和(9.87)的内含就是按比例放电，根据上述相似条件，可以继续使用已知的大体可靠的实验数据。

9.3 动辉纹理论

动辉纹是在低气压情况下发生的，所以它的电离平均自由程长，因平均自由程接近或大于气体中的密度梯度的特征长度，菲克定律可能不正确。动辉纹是由于在低气压洛伦兹等离子体中，电子和中性粒子碰撞和电离的有限时间延迟产生的。

9.3.1 放电特征

考虑图 9.10 表示的低压放电管，这是一种直流正常辉光放电，沿轴线有一个对流流动的中性气体，它是由电子-中性粒子碰撞传递的动量驱动的。这种流动在放电管中是很

* 在电源内阻极低的条件下，这种理想的情况可能实现。——译者注

普通的,而且流动的速度,特别是在低气压下(毫托量级)可以接近声速.这种由电子组引起的动量传递是造成第一章讨论“轨道管”行为的主要原因.假设电子和离子数密度的径向分布为贝塞尔函数,中性数密度径向分布是一个常量.

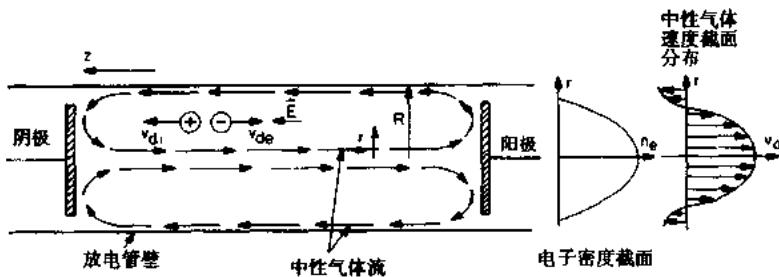


图 9.10 直流正常辉光放电管中的中性气体循环

9.3.2 连续性方程

分别由式(9.88)至(9.90)给出中性粒子、电子和离子在部分电离气体中的连续性方程

$$\frac{dn}{dt} = - \nabla \cdot \Gamma_n - n_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (9.88)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = - \nabla \cdot \Gamma_e + n_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (9.89)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = - \nabla \cdot \Gamma_i + n_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (9.90)$$

当所有这三种粒子的平均自由程都小于等离子体半径时,菲克扩散定律是正确的;如果保持准中性,电子和离子数密度有近似于贝塞尔函数的关系,前面已在关于肖特基条件中讨论过.

在这种小的平均自由程极限下,上述方程的散度项有

$$\nabla \cdot \Gamma \rightarrow \frac{2.405^2 D_{\perp}}{a^2} n_{e,i} - \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (9.91)$$

式中右边第二项是沿着轴的对流项,右边的第一项是菲克径向扩散引起的.如果等离子体是轴对称的,菲克极限下的连续性方程就变成

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{\partial \Gamma_n}{\partial z} - n_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (9.92)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = - \frac{\partial \Gamma_e}{\partial z} - \frac{2.405^2 D_{\perp}}{a} n_e + n_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (9.93)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = - \frac{\partial \Gamma_i}{\partial z} - \frac{2.405^2 D_{\perp}}{a} n_i + n_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (9.94)$$

在一般情况下,这些方程可能是振荡式的和衰减式的,而不是周期型的.

当中性气体压力低于 1 托时,电子的平均自由程和中性粒子的碰撞平均自由程可能变得接近等离子体半径,并接近于密度梯度的特征尺寸.在这种等离子体中,已不再满足平均自由程小于密度梯度的特征尺寸这一要求,菲克扩散定律也不再有效.在这种长的平均自由程极限情况下,粒子连续性方程的散度项必须认为是越过观察的那一点为中心的

小球表面的净粒子通量,如图 9.11 所示. 横越这个球的向外通量取决于在观测的时间 t 内, 在这个球的范围内的粒子数密度; 向内的通量, 由于平均自由程长, 就不取决于已过去的 $t-t_0$ 时间一个平均自由时间内粒子密度, 而决定于距观察点为一个平均自由程的距离处粒子密度. 横越小球表面的净通量将依赖在碰撞之间的平均自由时间 t_0 , 从而在连续性方程中引入一个时间延迟. 自动控制理论中也有类似的情况, 把时间延迟引入系统会导致不稳定. 它可导致在等离子体中电子数密度波的传播.

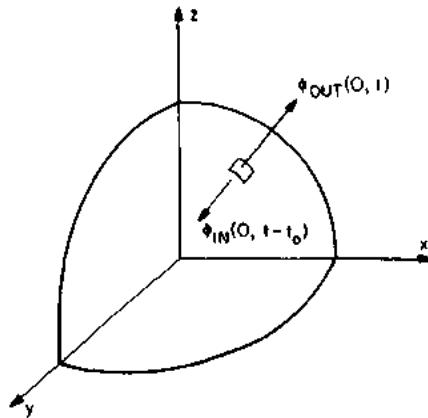


图 9.11 粒子通量和横越不满足菲克扩散定律的等离子体的无限小小球的时间延迟间的关系

在散度项中出现的这种时间延迟, 将产生一个散度项, 由 Roth(1967, 1968, 1969) 给出的长平均自由程极限下的中性粒子连续性方程的散度项为

$$-\nabla_z \cdot \Gamma_n \approx -qv_0 \frac{dn}{dz} + n(z, t) \dot{n}_e \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (9.95)$$

式中 \dot{n}_e 是对时间和空间平均的电子数密度. 右边的第一项是沿放电轴漂移速度为 v_0 的中性气体的对流项. 参数 q 是土 1, 取决于气体是流到阳极(+)或来自阳极(-). 在电子和离子的连续性方程中出现的净电子和离子通量的 z 分量, 包括在电子散度项内:

$$-\nabla_z \cdot \Gamma_e \approx v_{de} \frac{dn_e}{dz} - \dot{n}_e \langle \sigma v \rangle_{ne} n_e(z, t) \quad (9.96)$$

式中 \dot{n} 是对时间和空间平均的中性数密度. 式(9.96)右边的第一项是描述沿放电轴电子漂移速度的对流项, 右边第二项是由长平均自由程引入的时间延迟引起的非菲克贡献. 非菲克离子对离子连续性方程的散度项贡献可以写成一个类似于式(9.96)的方程(Roth 1969b, 1969d).

用式(9.95)和(9.96), 在非菲克极限的低压情况下, 可以把图 9.10 放电管的连续方程对中性粒子、电子和离子分别写成

$$\frac{dn}{dt} = -qv_0 \frac{dn}{dz} + \dot{n}_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} - n_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (9.97)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = v_{de} \frac{dn_e}{dz} - \alpha_e \dot{n} n_e \langle \sigma v \rangle_{ne} - \frac{2.405^2 D_\perp}{a^2} n_e + n_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (9.98)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = -sv_{di} \frac{dn_i}{dz} - \alpha_i \dot{n} n_i \langle \sigma v \rangle_{ni} - \frac{2.405^2 D_\perp}{a^2} n_i + n_i n \langle \sigma v \rangle_{ni} \quad (9.99)$$

参数 q 和 s 是方向系数, 流到阴极级为 -1, 从阴极流出来为 +1. 引入这些系数是为了显示中性粒子(q)和离子(s)漂移速度的相反方向的效应. 式(9.98)和(9.99)右边第二项出现的参数 α_e 和 α_i 是由于 $(1-\alpha_e)$ 和 $(1-\alpha_i)$ 分别是净时间和空间平均的电子和离子流出量造成的. 如果它们是正被电离的粒子, 式(9.97)就可以代表亚稳定情况.

曾经观测到中性粒子漂移速度 v_0 对动辉纹的分散性质起决定性作用. 中性粒子的漂移速度来自传递给中性气体的电子的动量, 电子沿着轴漂移, 并与电流密度成正比. 阳极处的中性粒子数密度高于阴极处的中性粒子数密度, 而且这种轴向压力梯度导致中性气体沿着放电的边缘倒流. 在稳态情况下, 气体以图 9.10 所示的方式再循环.

电子和离子的漂移速度 v_{de} 和 v_{di} 在正电柱中是等效值. 这一项含有引起离子和电子径向损失的扩散系数. 这里假设具有速率系数 $\langle \sigma v \rangle_{nr}$ 的电子-中性粒子碰撞电离是唯一的电离过程. 式(9.98)和(9.99)右边的第二项是在渡越时间效应重要时, 由低气压条件下电离粒子的净通量的散度得到的, 这些项必然大于普通的轴向扩散项, 因而取代了轴向扩散项. 式(9.98)和(9.99)的第四项是因离子和电子成对生成而引起的. 进一步假设等离子体是准中性的, 因此 $n_e = n_i$.

可以用下述方法使式(9.97)至(9.99)无量纲化. 如果中性数密度、电子数密度和离子数密度以正弦方式调制, 就可以把所有这三种粒子写成

$$n = n_0 + n_1 \sin \theta \quad (9.100)$$

这里行波相角为

$$\theta = kz - \omega t \quad (9.101)$$

按电子漂移速度定义一个无量纲波数 K

$$K \equiv \frac{v_{de} k}{\omega_0} = \frac{2\pi v_{de}}{\lambda \omega_0} \quad (9.102)$$

定义无量纲频率 W

$$W \equiv \frac{\omega}{\omega_0} \quad (9.103)$$

由

$$\omega_0 = \sqrt{\hat{n}_e n_1 \langle \sigma v \rangle_{nr}} \quad (9.104)$$

给出式(9.102)和(9.103)中出现的归一化频率 ω_0 . 式(9.104)含有一个对时间和空间平均的电子数密度和中性数密度的平方根. 如果在 $t=0$ 时的电子数密度写成

$$n_e(t=0) = n_{e0} \quad (9.105)$$

就可以定义一个平均的中性粒子密度参数

$$\text{在电子方程中: } n_1 = n_{1e} \quad (9.106)$$

$$\text{在离子方程中: } n_1 = n_{1i}$$

由

$$n_{1e} \equiv \alpha_e \hat{n} + \frac{2.405^2 D_{\perp e}}{a^2 \langle \sigma v \rangle_{nr}} \quad (9.107)$$

给出电子方程中出现的中性密度参数 n_{1e} , 由

$$n_{1e} \equiv \alpha_e \hat{n} + \frac{2.405^2 D_{\perp e}}{a^2 \langle \sigma v \rangle_{nr}} \quad (9.108)$$

给出离子方程中出现的中性密度参数 n_0 , 进一步定义一个无量纲的电子数密度

$$y \equiv \frac{n_e}{n_{e0}} \quad (9.109)$$

定义一个无量纲中性数密度 x

$$x \equiv \frac{n_i}{n_0} \quad (9.110)$$

和电离系数 δ

$$\delta \equiv \frac{n_e}{n_i} \quad (9.111)$$

以及振幅调制系数 η

$$\eta \equiv \frac{n_e}{n_{e0}} \quad (9.112)$$

最后定义一个无量纲中性气体漂移速度 γ

$$\gamma \equiv \frac{v_n}{v_{de}} \quad (9.113)$$

和一个无量纲离子漂移速度 β

$$\beta \equiv \frac{v_{di}}{v_{de}} \quad (9.114)$$

把这些无量纲参数代入式(9.97)至(9.99), 根据准中性条件 $n_i = n_e$ 得

$$\text{对不带电的粒子: } \frac{dx}{d\theta} = \frac{\delta^{1/2} x(y - \eta)}{(W - q\gamma K)\eta} \quad (9.115)$$

$$\text{对电子: } \frac{dy}{d\theta} = \frac{\delta^{-1/2} y(1 - x)}{(W + K)} \quad (9.116)$$

$$\text{对离子: } \frac{dy}{d\theta} = \frac{\delta^{-1/2} y(1 - x)}{(W - s\beta K)} \quad (9.117)$$

式(9.116)和(9.117)的左边不是真正相等, 其差由泊松方程和轴向电场确定的一个小项决定. 在考虑式(9.115)和(9.116)时, 使用式(9.107)给出密度参数; 考虑式(9.115)和(9.117)时, 使用式(9.108)给出中性粒子密度参数. 成对地考虑式(9.115)和(9.116), 式(9.115)和(9.117), 即是 Lotka-Volterra 方程, 并可能有周期性的解.

图 9.12 给出式(9.115)和(9.116)的数值解. 这两个例子画出了两种工作条件下归一化电子数密度对相角变化的函数关系. 像真正的辉纹波形一样, 这两个例子有一个陡的初始斜率. 在电子数密度最大值之后, 接着是近乎指数式下降. 在图下方的例子中, 在宽且平的最小值之间有尖的窄峰.

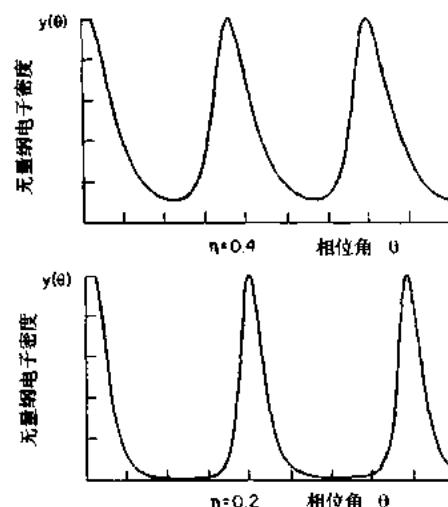


图 9.12 两种动辉纹的电子数密度的计算波型, 两种最大值与最小值之比

9.3.3 动辉纹的色散关系

如果对这些方程进行线性化的小扰动分析,根据式(9.100)、(9.115)和(9.116)得到色散关系

$$(W + K)(W - q\gamma K) = 1 \quad (9.118)$$

这个色散关系式描述了一对电子-中性粒子辉纹的色散曲线,由

$$W_{e\pm} = \frac{1}{2} \left[-(1 - q\gamma)K \pm \sqrt{(1 + q\gamma)^2 K^2 + 4} \right] \quad (9.119)$$

给出大多数直流放电管的主要现象。根据式(9.115)和(9.117)可得第二个色散关系

$$(W - s\beta K)(W - q\gamma K) = 1 \quad (9.120)$$

这个色散关系式给出第二对离子-中性粒子辉纹的色散曲线

$$W_{i\pm} = \frac{1}{2} \left[(s\beta + q\gamma)K \pm \sqrt{(s\beta - q\gamma)^2 K^2 + 4} \right] \quad (9.121)$$

由式(9.121)描述的辉纹通常衰减很快,在放电管中很少观察到这种情况。

图 9.13 画出了四个色散曲线的形状。实线为 $q = +1$, 是一般的正电柱;虚线是 $q = -1$, 物理上为中性气体流到阴极的情况,此可能性很小。图 9.14 表示电子-中性粒子辉纹的色散曲线。当 $K \rightarrow 0$ 时,所有四条曲线都渐近到 $W = \pm 1$,这是式(9.104)的渐近频率。在相反极限情况下, $K \rightarrow \infty$, 色散曲线就变成渐近直线,它描述的是中性气体漂移速度。

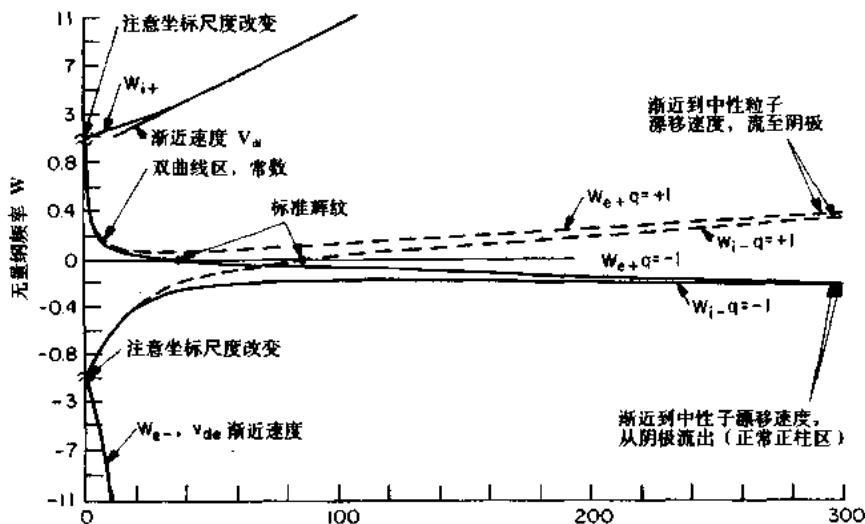


图 9.13 如图 9.10 所画, 直流正常辉光放电管中动辉纹的完整色散曲线

图 9.13 的色散曲线中的另一个特点是图 9.5 照片中给出的那种不动辉纹,当式(9.119)和(9.121)等于零时,或

$$K_s^2 = -\frac{1}{q\gamma} \quad (9.122a)$$

$$K_s^2 = \frac{1}{q_s\gamma\beta} \quad (9.122b)$$

就会发生这种情况。这些不动辉纹不是放电管中的驻波,相反,是由动辉纹的传播速度准确地等于中性气体漂移速度引起的。

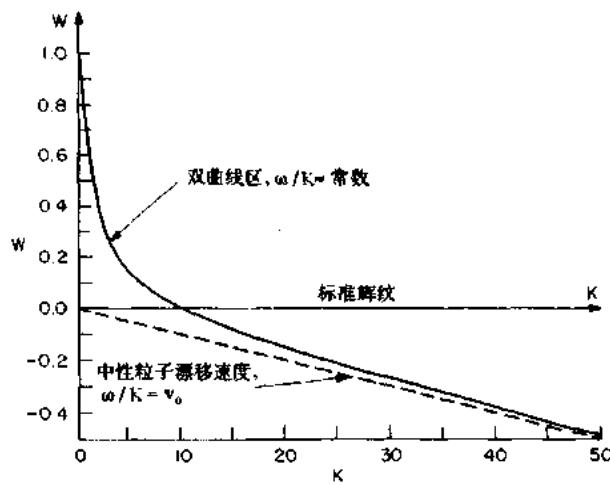


图 9.14 动辉纹主分支的色散曲线最普通的观测结果, 指出了双曲线区, 不动辉纹和当 $K \rightarrow \infty$ 时, 渐近收敛到中性气体沿放电管轴的漂移速度

无量纲化参数的选择为,一般的电柱 $K > 1$, 所以式(9.119)和(9.121)的“双曲线”分支可以与下式近似:

$$W_{++} \approx K \left[\frac{1}{K^2(1+q\gamma)} + q\gamma \right] \quad (9.123a)$$

$$W_{--} \approx K \left[\frac{1}{K^2(q\gamma - s\beta)} + q\gamma \right] \quad (9.123b)$$

当第二项小的时候,对正辉纹,可得到一个 $\omega K = \text{常数}$ 形式的色散关系,与实验上观测到的色散曲线一致. 图 9.14 表示的色散曲线很像由 Barrett 和 Little(1965)在图 9.15 中所示的在氖气中观测到的数据.

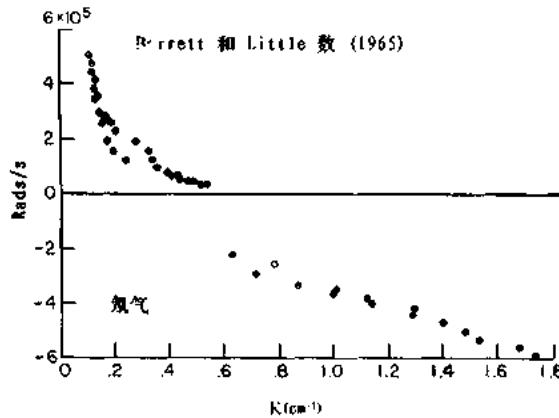


图 9.15 按照 Barrett 和 Little(1965)的方法测得的氖气中的动辉纹的色散特性与图 9.14 的理论曲线所作的比较.

当中性气压越来越低时,无量纲波数 $K \rightarrow 0$, 整个放电是以单相和单频协调地振荡. 当这些连续性方程发生相干振荡,而不是正常情况下的非相干振荡时,等离子体密度可能

产生不希望有的调制。作为这种情况的一个例子，考虑一个准中性的等离子体，等离子体中所有的漂移速度都是零，并且电子数密度与离子数密度和径向位置无关。在这种等离子体中式(9.97)至(9.99)变成

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \hat{n}n_e \langle \sigma v \rangle_{ne} - nn_e \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (9.124)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\hat{n}n_e \langle \sigma v \rangle_{ne} + nn_e \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (9.125)$$

式中 \hat{n}_e 和 n 分别是时间和空间平均的电子和中性粒子数密度。

这种耦合对是 Lotka-Volterra 形式的非线性一级微分方程，并有周期解(Roth 1967, 1969a)。图 9.16 表示这些方程的一些计算机解的一个例子。当电子数密度仅仅受弱调制时，左图上的波形近似为正弦。当峰到峰的振幅与总振幅接近时，这种在宽且平的极小值之间有尖窄峰的振荡波形，要近似用雅科比(Jacobian)椭圆函数来描写(Roth 1969c)。

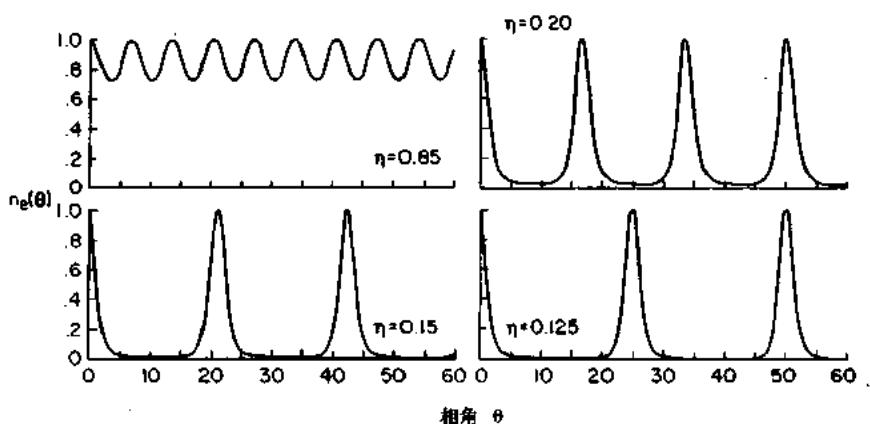


图 9.16 不动辉纹中的相对电子数密度与电子数密度扰动峰至峰的振幅之间的函数关系

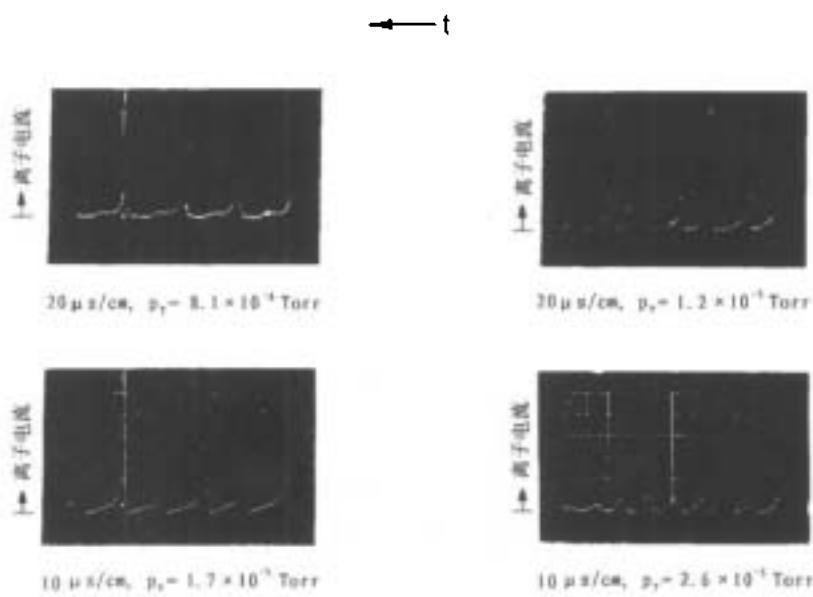


图 9.17 离子从低压等离子体实验中流出的通量随时间变化的函数关系，与图 9.16 那些离子密度波形类似，时间坐标向左增加

图 9.17 表示这些振荡的一个实验例子. 给出了低气压部分电离的彭宁放电的离子流量随时间变化的函数关系, 随着时间的增加而向左移动. 这些都显示出式(9.124)和(9.125)解的宽且平的极小值之间的小窄峰的特性. 式

$$\gamma \approx \frac{\sqrt{n_e n_i \langle \sigma v \rangle_{ee}}}{2\pi} \quad (\text{Hz}) \quad (9.126)$$

给出连续性方程振荡的预期频率. 这个频率与时间和空间平均的电子和中性粒子数密度的几何平均值成正比. 图 9.18 给出这种关系的实验证明, 也证实了图 9.17 所示的频率是在约 400Hz 到 70kHz 的范围内. 这个频率如式(9.126)预言的一样, 是与平均密度的乘积的平方根成正比.

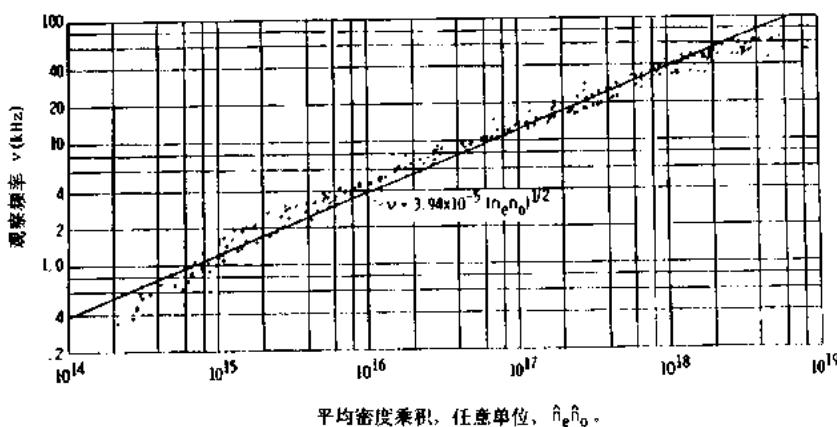


图 9.18 在 $K=0$ 实验的振荡中, 观测频率是均匀的、同相位的, 是电子和中性数密度乘积的函数. 理论上预言的平方根关系与实验数据完全一致.

9.4 直流等离子体鞘层理论

所有等离子体都是由一个鞘层与围绕它们的壁分开, 鞘的性质决定了离子或电子轰击壁的能量和通量. 对等离子体鞘的问题理解得远远不够, 因而提出了各种描述等离子体和壁之间的鞘层中的离子和电子的能量和数密度行为的模型.

9.4.1 低压直流鞘层近似

图 9.19 画出了等离子体和壁之间的鞘层的传统图象. 在这种模型中, 横越鞘层厚度的离子数密度是常数, 电子数密度是指数式地下降, 遵守静电玻尔兹曼方程. 较高能量和速度高得多的电子, 在大多数等离子体中, 对壁的轰击远比没有鞘层电场情况下的离子轰击频繁. 如果这些电子被一个电极拉出, 或者建立表面电荷, 或者在表面复合, 较慢的离子仍然在等离子体后面, 相对器壁建立一个正的等离子体电位, 其数值是以伏特为单位的电子动力学温度的量级. 壁的相对负极性, 基本上使得所有通过鞘层离开等离子体的离子被收集在壁一电极上, 并被电流为 I 的外电路拉出, 见图 9.19 的顶部. 因为壁相对等离子体是负的, 所以除了最高能电子几乎全部被反射.

如果壁是导电的, 并与外电路连接, 要以按照朗缪探针方式改变壁相对等离子体的电

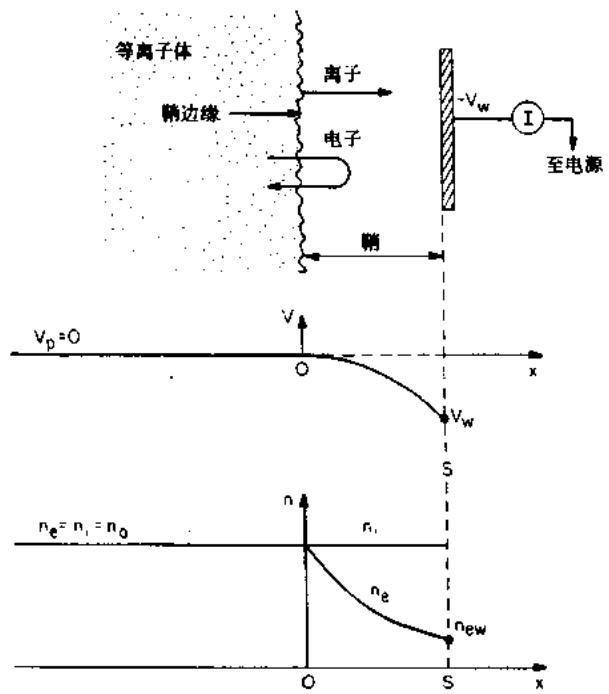


图 9.19 在负偏压壁和零电位等离子体之间的鞘层中的电子和等离子体参数的行为. 简图示出在鞘层中这种电位和带电粒子数密度的分布

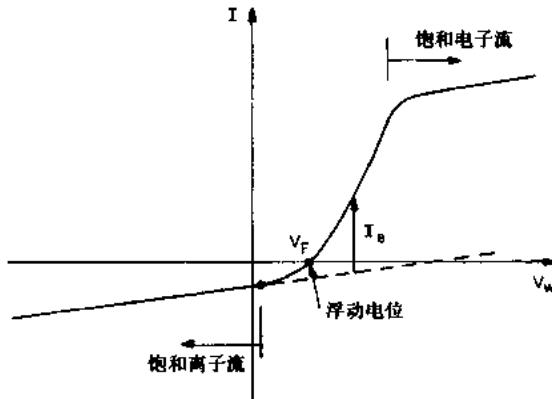


图 9.20 在准中性等离子体的边缘处, 偏压壁(探针)的“朗缪探针”电流-电压特性曲线

位,会产生像图 9.20 所示的电流-电压轨迹. 在高的负电位情况下,所有的电子都会被排斥回等离子体中,只有离子被收集. 这是离子饱和状态,在这种状态下,离子的壁通量为

$$I_i = \frac{1}{4} n_0 \bar{v}_i = \frac{n_0}{4} \sqrt{\frac{8eT'_e}{\pi m}} \quad (\text{离子数 } / (\text{m}^2 \cdot \text{s})) \quad (9.127)$$

当趋近图 9.20 的零电流点时,碰撞器壁的离子和电子数目相等,壁处于浮动电位 V_F . 当壁的电位加至更高的正电位时,电子电流就会指数式地增加,并最后达到饱和. 在饱和点

上,所有电子都到达图 9.19 所示的鞘层边缘,并被收集到壁上.

如图 9.19 的下图所示,在位置 $x=S$ 处的电子数密度,按照静电玻尔兹曼方程,降低到

$$n_{ee}(x=s) = n_e \exp\left(-\frac{V_w}{T'_e}\right) \quad (9.128)$$

现在考虑图 9.19 的结构,让壁处于浮动电位 V_w . 在这种条件下,由式(9.128)给出壁上的电子数密度,并由

$$\Gamma_e = \frac{1}{4} n_{ew} \bar{v}_e = \frac{n_e}{4} \sqrt{\frac{8eT'_e}{\pi m}} \exp\left(-\frac{V_w}{T'_e}\right) \quad (9.129)$$

给出在壁上的电子通量. 这里用式(9.128)代替壁上的电子数密度. 由于壁处于悬浮电位 $V_f = V_w$, 所以没有净电流流到壁上, 即

$$I = eA(\Gamma_i - \Gamma_e) = 0 \quad (9.130)$$

式中 A 是收集电极的面积. 把式(9.127)和(9.129)代入式(9.130), 并求解得

$$\frac{1}{2} \ln\left(\frac{mT'_i}{MT'_e}\right) = \frac{V_f}{T'_e} \quad (9.131)$$

用式(9.131)可以把悬浮电位以电子动力学温度写成如下形式:

$$V_f = -\frac{1}{2} T'_e \ln\left(\frac{MT'_i}{mT'_e}\right) \quad (9.132)$$

在很多工业用正常辉光放电中, 电子动力学温度是几个电子伏, 在室温下离子动力学温度 $T_i = 1/40$ eV. 这个方程的含义是, 对荧光管中的氩, 电子动力学温度约为 1.5 eV, 离子在室温下, 悬浮电位约为电子动力学温度的 7.6 倍.

9.4.2 博姆(Bohm)鞘层模型

上述分析是很近似的, 原因是离子在鞘层中的加速被忽略了. 另外, 鞘层的边界并不是尖锐的(如图 9.19 所示), 而且, 等离子体本身和鞘层边缘之间有一个准中性区, 这个区域叫做预鞘层. 这种预鞘层是博姆鞘层模型的一部分, 粗略地画在图 9.21 上. 在这种模型中, 等离子体电位是 V_p , 在鞘层-预鞘层边界处降为零. 在鞘层中还进一步降到壁电位 V_w (负值). 在预鞘层中, 电子数密度在大约 100 个电子德拜(Debye)长度的大距离范围内降落; 电子和离子数密度近似相等, 它是一个准中性区; 离子数密度高于电子数密度, 部分原因是由于很多电子被更负的壁电位反射. 在壁附近的这种鞘本身, 在近阳极处只有几个电子德拜长度厚, 但在近阴极处, 可较厚,

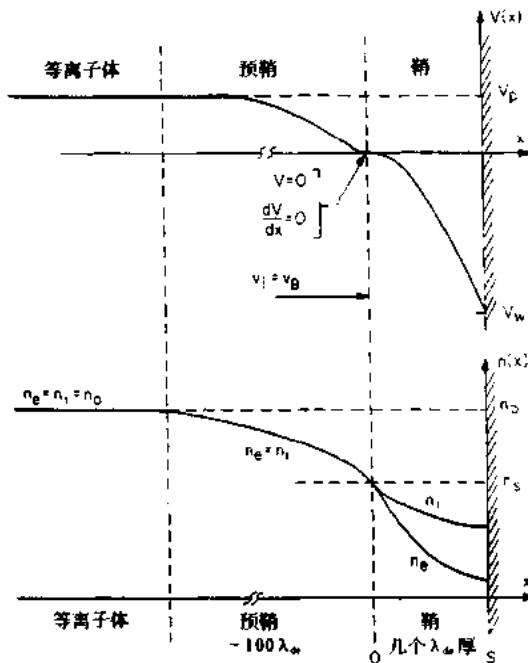


图 9.21 准中性等离子体在预鞘层和鞘层之间的电位, 以及带电粒子数密度的示意图

并可由 Child 定律鞘模型给定。

图 9.21 画出了基于等离子体电位和电子数密度变化模型的博姆鞘层模型。在这种鞘层本身中，在 $x=0$ 和 $x=s$ 之间，假设在鞘层中未发生电离，所以离子的连续性方程可以写成

$$n_i(x)v_i(x) = n_i v_s \quad (9.133)$$

参数 n_i 是离子和电子数密度， v_s 是 $x=0$ 即鞘层左边边界处的速度。鞘层左边边界的速
度 v_s 可以根据能量守恒求得：

$$\frac{1}{2}mv_s^2 = \frac{1}{2}eT'_i + eV_p \quad x=0 \quad (9.134)$$

由于等离子体电位 V_p ，通常比离子动力学温度 T'_i 高得多，所以速度 v_s 可以写成

$$v_s \approx \left(\frac{2eV_p}{M} \right)^{1/2} \quad (9.135)$$

利用式(9.135)的相似性求取电位 $V(x)$ 处的速度，可以推导出鞘层中 x 位置的离子速度

$$v_i(x) = \left[\frac{2e(V_p - V)}{M} \right]^{1/2} \quad (9.136)$$

把式(9.135)和(9.136)代入式(9.133)，由 $x=0$ 处的离子和电子数密度得到 x 位置上的离子数密度

$$n_i(x) = n_i \left(\frac{V_p}{V_p - V} \right)^{1/2} \quad (9.137)$$

由静电玻尔兹曼方程给出位置 x 处的电子数密度

$$n_e(x) = n_e \exp\left(\frac{V}{T'_e}\right) \quad (9.138)$$

如果把式(9.137)和(9.138)代入泊松方程，可得到

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0}[n_i(x) - n_e(x)] = -\frac{en_i}{\epsilon_0} \left[\left(\frac{V_p}{V_p - V} \right)^{1/2} - \exp\left(\frac{V}{T'_e}\right) \right] \quad (9.139)$$

利用等式

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2}E^2 \right) = \frac{dV}{dx} \frac{d^2V}{dx^2} \quad (9.140)$$

把式(9.140)代入式(9.139)中，并在 $x=0$ 和 x 之间积分，式中，在 $x=0$ 处的电位是 $V_p=0$ ，在位置 x 处的电位是 V ，式(9.139)变成

$$d\left(\frac{1}{2}E^2\right) \Big|_0^x = -\frac{en_i}{\epsilon_0} \int_0^x \left[\left(\frac{V_p}{V_p - V} \right)^{1/2} - \exp\left(\frac{V}{T'_e}\right) \right] dV \quad (9.141)$$

利用 $x=0$ 处的电位 $V=0$ ，并进一步假设在 $x=0$ 处的电场是零（可能是有争议的假设），进行积分，得到鞘层内的电场

$$E^2 = \frac{2en_i}{\epsilon_0} \left\{ 2V_p \left[\left(1 - \frac{V}{V_p} \right)^{1/2} - 1 \right] + T'_e \left[\exp\left(\frac{V}{T'_e}\right) - 1 \right] \right\} \quad (9.142)$$

把平方根展开成级数，并取到二次项，同时假设电位远小于等离子体电位和电子动力学温度（另一个有争议的假设），得到

$$E^2 \approx \frac{en_i V^2}{\epsilon_0} \left[\frac{1}{T'_e} - \frac{1}{2V_p} \right] \quad (9.143)$$

为了使电场方程(9.143)有一个实数解，必须使

$$V_p \geq \frac{T'_e}{2} \quad (9.144)$$

因为式(9.142)的展开假设了静电电位与等离子体电位之比和电子动力学温度都是图9.21中的小参数,所以博姆鞘层判据取方程(9.144)为等式

$$V_p = \frac{T'_e}{2} \quad (9.145)$$

把它代回到 $x=0$ 处的鞘层左边边界的离子速度方程(9.135)中,可得博姆速度

$$v_b = \left(\frac{2eV_p}{M} \right)^{1/2} = \left(\frac{eT'_e}{M} \right)^{1/2} = v_b \quad (9.146)$$

其包含有电子动力学温度,而不包含离子质量.

用博姆鞘层判据还可以估计 $x=0$ 处的鞘层密度与中心等离子体密度 n_0 的关系. 把静电玻耳兹曼方程用到预鞘层上,得

$$n_s = n_0 \exp\left(-\frac{V}{T'_e}\right) = n_0 e^{-1/2} = 0.61 n_0 \quad (9.147)$$

从而博姆鞘层理论预言了鞘层-预鞘层边界处的数密度,这个密度已经下降到中心密度的 61%.

现在可以用一个大体更准确的博姆鞘层模型估计修正的浮动电位. 如果等离子体相对于壁是正的,在稳态情况下,离子在壁上的通量必须等于离子在鞘层边界上的通量,因为它们未被反射并且不发生电离

$$\Gamma_i = n_i v_b \quad (9.148)$$

很多电子在到达壁之前被更负的电位反射,因此在壁上的电子通量必须利用 $x=0$ 处的数密度,用静电玻尔兹曼方程求得

$$\Gamma_e = \frac{1}{4} n_{e0} \bar{v}_e = \frac{1}{4} n_s \bar{v}_e \exp\left(-\frac{V_f}{T'_e}\right) \quad (9.149)$$

如果在悬浮电位 V_f 建立之前,在壁上的静电流为零,有

$$\Gamma_e = \Gamma_i \quad (9.150)$$

把式(9.148)代入式(9.150)得

$$v_b = \frac{\bar{v}_e}{4} \exp\left(\frac{V_f}{T'_e}\right) \quad (9.151)$$

直接从式(9.146)写出博姆速度与电子热速度,得

$$\left(\frac{2\pi m}{M}\right)^{1/2} = \exp\left(\frac{V_f}{T'_e}\right) \quad (9.152)$$

解悬浮电位方程(9.152)得

$$V_f = -\frac{T'_e}{2} \ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right) \quad (9.153)$$

按前述式(9.132),(9.135)讨论的相同条件,电子动力学温度为 $T'_e = 1.5\text{eV}$ 的氩等离子体的悬浮电位约为电子动力学温度的 4.7 倍. 这与鞘层近似的比值 7.6 相近. 根据两种很不相同的模型预言的浮动电位差别不大,这就是为什么引起争论的原因之一. 关于各种鞘层模型的优缺点的评价还没着手进行.

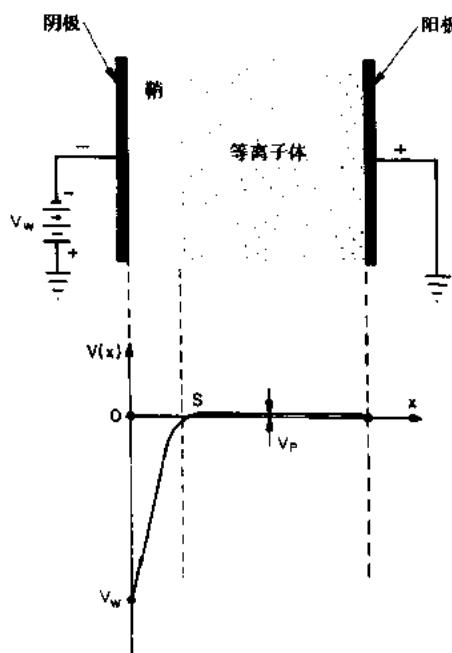


图 9.22 阻碍直流辉光放电鞘层两端之间的电位分布示意图。在等离子体加工应用中，在鞘层两端通常使用的负电压降 V_w 以加速离子进入阴极表面

的离子的“阵”中拉出去。在时间尺度上小于离子横越鞘层厚度 S 的时间内，电子移至正离子“阵”的后面。

在这种鞘层中，正离子等离子体的泊松方程可以写成：

$$\frac{dE}{dx} = \frac{en_0}{\epsilon_0} \quad (9.155)$$

在 $x=0, E=0$ 处积分一次，得

$$E = \frac{en_0}{\epsilon_0} x = \frac{dV}{dx} \quad (9.156)$$

电场与 x 是线性关系，并在 $x=S$ 处有一个最大值

$$E(x=s) = \frac{en_0}{\epsilon_0} S \quad (\text{V/m})$$

$$(9.157)$$

对式(9.156)的电场再积分一次，并采用 $x=0$ 处 $V=0$ 的边界条件得

$$V(x) = -\frac{en_0 S^2}{2\epsilon_0} \left(\frac{x}{S}\right)^2 \quad (\text{V})$$

$$(9.158)$$

9.4.3 高压鞘层

在很多工业用直流阻碍反常辉光放电等离子体反应器中，在阴极上出现一个很厚的鞘层，如图 9.22 所示。对这些“高压”鞘层，电子数密度不重要，正如静电玻尔兹曼方程预言的那样，

$$n_e = n_0 \exp\left(-\frac{V_w}{T_e'}\right) \rightarrow 0 \quad (9.154)$$

这种鞘层如图 9.22 所示，在离子饱和情况下，就像深度离子饱和状态的朗缪探针前方的等离子体一样，在鞘层中主要是正的空间电荷。

9.4.4 瞬时“阵”鞘层

在很多瞬时等离子体应用中，包括等离子体离子植入，利用图 9.23 所示的“阵”鞘层。等离子体在两个平面平行板之间形成。在 $t=0$ 时，把一个很高的负电压加在两个电极之间，如电压-时间图所示，此电压可以高达数十千伏量级。高电压的效果是把流动电子从慢的、虚拟的不

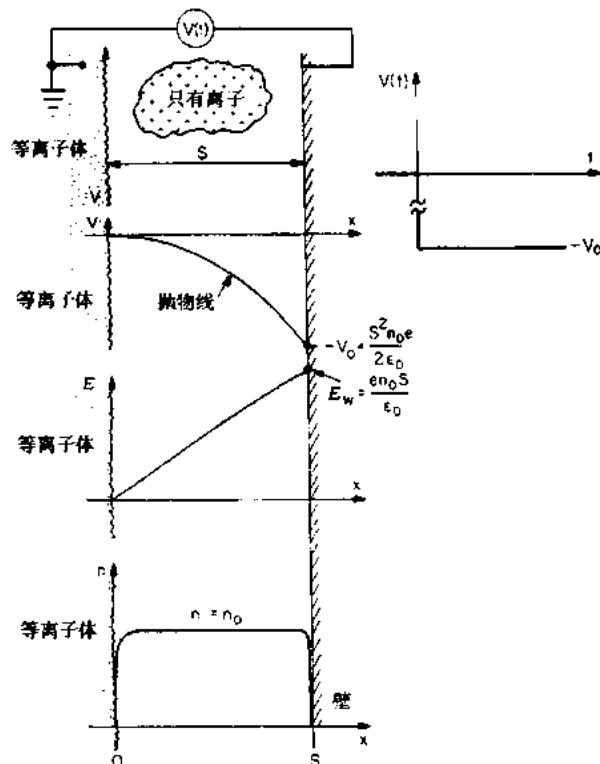


图 9.23 在“阵”鞘层近似下，鞘层宽度两端之间的电位、电场和粒子数密度分布，在这种近似下所有的电子都被排除掉

在横越“阵”鞘层的距离上,静电电位是抛物线形。鞘层厚度可以用左边 $x=0$ 处的电极进行计算,用较大等离子体的边界和鞘层厚度 S 作为维持的鞘层厚度,从这厚度把电子赶走。这种鞘层的厚度,通过式(9.158)的边界条件,在 $x=S$ 处 $V=-V_0$,得到“阵”鞘层厚度

$$S_m = \left(\frac{2\epsilon_0 V_0}{e n_0} \right)^{1/2} \quad (V) \quad (9.159)$$

这种状态下的鞘层厚度与加在两端的电压平方根成正比,与离子密度平方根成反比。根据图 9.23 可以清楚地看到“阵”鞘层模型有一个不变的跨越鞘层的离子数密度,因为观察的时间比离子流到阴极或阳极的时间短得多。横越鞘层的电场是直线,静电电位是抛物形,加到电极表面上的电位达到一个高的负电位。

9.4.5 蔡尔德(Child)定律鞘层

以鞘层的厚度除以博姆速度得到的时间(流经图 9.23 的“阵”鞘层所花的时间)为基准,初始时间之后,高压鞘层的进一步发展假设可用求解泊松方程来描述,就可得到蔡尔德定律空间电荷限制的电流密度

$$J_0 = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{S^2} \quad (\text{A/m}^2) \quad (9.160)$$

这个方程给出流过二极管的电流密度,在二极管中没有电子流动。在图示情况下,离子从左边到右边,即流到右边处于负电位 $-V_0$ 的很负的负器壁。在这种模型中,假设等离子体扩展到 $x=0$ 的左边,等离子体的边界仍然保持固定为不随时间变化的鞘层厚度 S 。这至少能满足蔡尔德定律高压鞘层理论。蔡尔德定律鞘层两端的电位假设是几百伏至几千伏,比等离子体的电子动力学温度高得多。

用博姆鞘层模型可以把进入鞘层的电流密度写成

$$J_0 = e n_0 v_b = e n_0 \left(\frac{e T_e'}{M} \right)^{1/2} \quad (9.161)$$

式中 n_0 是鞘层边界处的离子数密度, v_b 是博姆速度。使式(9.160)和(9.161)相等,得到蔡尔德下空间电荷限制鞘层厚度 S_c 的表达式

$$S_c^2 = \frac{4\epsilon_0}{9e n_0} \left(\frac{2}{T_e'} \right)^{1/2} V_0^{3/2} \quad (9.162)$$

把这个厚度与瞬时“阵”厚度相比得

$$\left(\frac{S_c}{S_m} \right)^2 = \frac{2\sqrt{2}}{9} \left(\frac{V_0}{T_e'} \right)^{1/2} = 0.31 \left(\frac{V_0}{T_e'} \right)^{1/2} \quad (9.163)$$

因而这两个鞘层的厚度比是外加的电位 V_0 和整体等离子体中的电子动力学温度的函数。

在式(9.160)的蔡尔德定律的推导中,假设了在鞘层中电子组分不太大,在 $x=0$ 处的初始速度是零而不是博姆速度。由蔡尔德定律的这些假设,鞘层的电位差为

$$V(x) = -V_0 \left(\frac{x}{S} \right)^{4/3} \quad (9.164)$$

它的导数给出电场

$$E(x) = \frac{4V_0}{3S} \left(\frac{x}{S} \right)^{1/3} \quad (9.165)$$

最后把式(9.164)代入泊松方程,得到离子数密度与位置的函数关系

$$n(x) = \frac{4\epsilon_0 V_0}{9S^2} \left(\frac{S}{x} \right)^{2/3} \quad (9.166)$$

数值结果如图 9.24 所示。方程(9.166)预言，在 $x=0$ 处的数密度为无限大，这是在原始的蔡尔德定律理论中忽略了初始速度所引起的非物理结果。这种蔡尔德理论可以用初始离子速度等于博姆速度来进行修正，但一般来说，会导致非线性解析表达式，最好是用计算机进行数值解，或用雅科比椭圆函数。

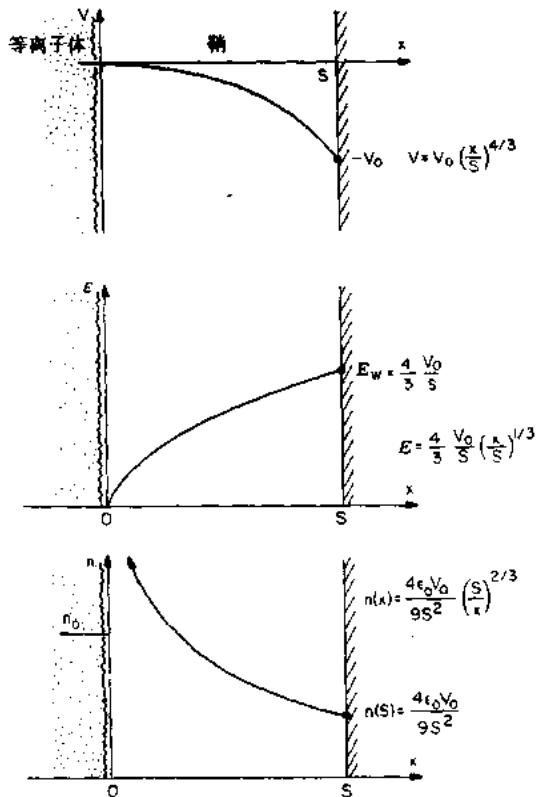


图 9.24 在蔡尔德定律鞘层两端之间的电位、电场和电子数密度的分布示意图

9.5 直流辉光放电等离子体源

六种直流辉光放电等离子体源大概占直流辉光放电工业应用的 90% 以上。在这里简要地介绍这些结构。

9.5.1 圆筒形辉光放电源

图 9.25 是圆筒形正常辉光放电管，在这一章的前面部分已讨论过。直流辉光放电等离子体源已由 Brown(1966), Cobine(1958), Hirsh 和 Oskam(1978), Howatson(1976) 和 Loeb(1961) 广泛地介绍过。这种结构用在照明器件上，像荧光管和“氖”广告牌。这种放电有时也在反常辉光放电状态下工作。当用于照明之外的其它目的，若要求在阴极附近有高的电场，它也可运行于阻碍放电模式。

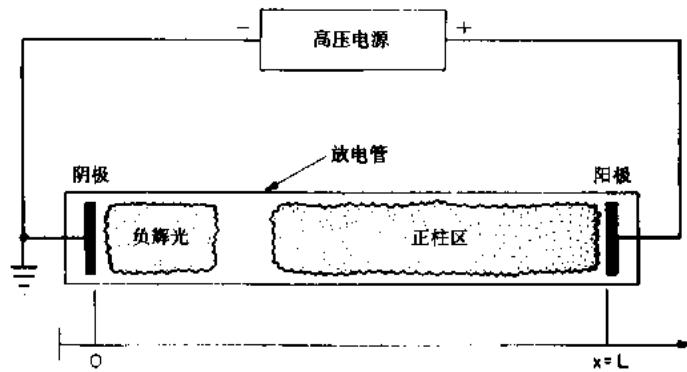


图 9.25 正常辉光圆筒形放电管

圆筒形辉光放电管很少用约束磁场，因为轴向磁场除了对径向输运的影响外，对放电仅稍有影响并使电子动力学温度稍有降低。实际上，在本章开头讨论的很多有兴趣的结构，每一组只在各自条件下工作，很少在同一时刻全部可见，正电柱有时不存在，或者在无阻碍放电情况下，有时是暗的。

9.5.2 平行板源

图 9.26(a)和 9.26(b)的平行板等离子体反应器广泛地用于等离子体加工和等离子体化学。这些源在 Boenig(1988)、Vossen 和 Kern(1978)的文章中讨论过。图 9.26(a)给出了无阻碍的工作情况，有一清晰的负辉光和一个正电柱。这种结构对等离子体化学研究很有用，因为正电柱的体积大，图 9.26(b)的阻碍放电用于等离子体加工，因它有高能量离子轰击阴极，在大覆盖面积以垂直方向入射，这是所希望的。晶片或其它靶安装在阴极上。鞘层电位降可能在 $10 \leq V_s \leq 200$ V 范围内。沿轴向的磁场有时用于提高电源效率或避免边缘损失。与电极平行的磁场可用于第 13 章介绍的电子回旋共振加热。

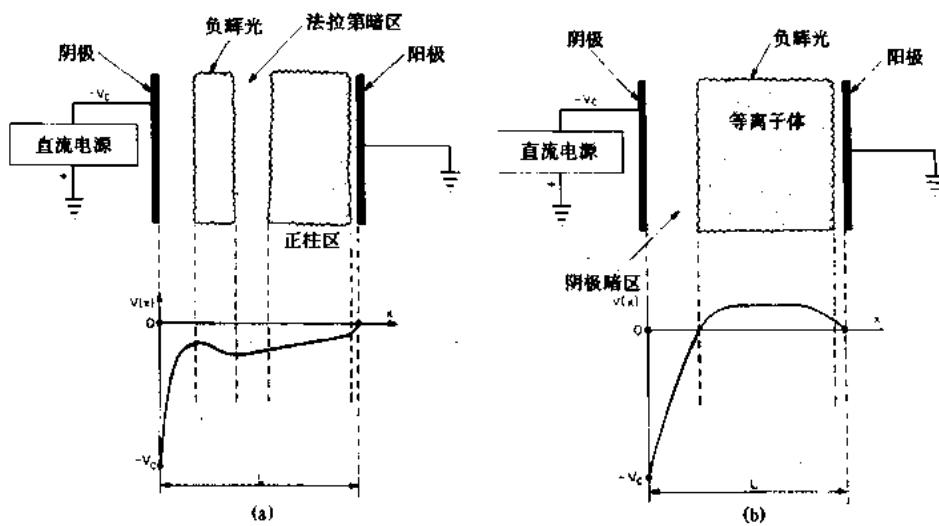


图 9.26 正常辉光直流平行板反应器

9.5.3 束-等离子体源

束-等离子体放电有时用作离子源,或用来产生高密度瞬态等离子体或稳态等离子体.图 9.27(a)给出一种电子束产生等离子体的情况,可产生一种由中性气体电离形成的等离子体.图 9.27(a)所示放电中的电子数密度可能高于其它正常辉光放电的电子数密度,用有足够的加速电压的电子束电源得到非常高的功率密度是可能的.

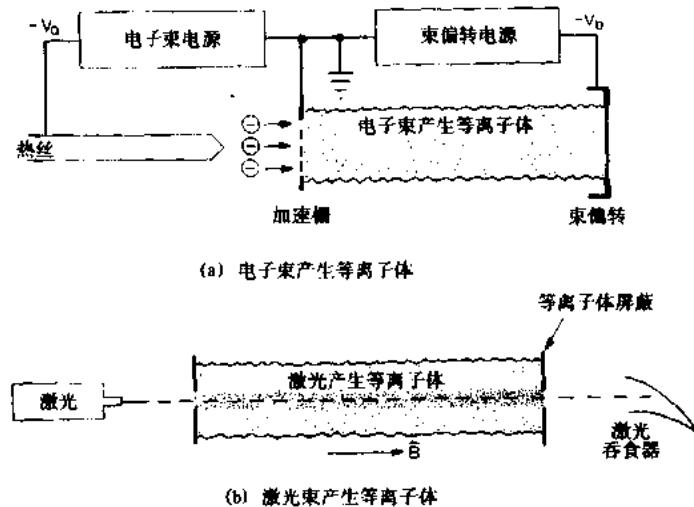


图 9.27 束产生的等离子体

用图 9.27(b)所示的激光束装置可以产生高密度瞬时等离子体,有时加上轴向磁场可以改进等离子体约束.激光束可以在外部被吸收,把等离子体屏蔽材料蒸发以提供所希望的电离粒子.如果希望在稳态下工作,或在低粒子数密度下工作,可以把等离子体合并到激光腔里,从而避免激光束单次通过等离子体的低效率.

9.5.4 电子轰击等离子体源

第 6 章的考夫曼离子源中讨论了电子轰击等离子体源,图 9.28 表示这种等离子体源.这种源已经由美国航空和航天管理局的考夫曼(Kaufman 1961, 1963)和他的同事们为航天应用发展达到了高效率水平.这里有很多关于这种放电物理的基础研究.在第 6 章中讨论了一些不同的供气、磁场和阴极结构.电子轰击等离子体源提供了一种柱对称辉光放电,电子被一个数值约为 5 至 15mT 的发散磁场磁化.

这种等离子体源在低气压下工作,一般低于 10mTorr.用于溅射或等离子体加工时,通常在等离子体源和放有加工靶的接地平面之间有一个鞘层.电子轰击等离子体源是航天应用的广泛研制计划的一个产物,它们当中很多与工业应用有关.这种成熟的工艺在民用事业中大量利用.功率利用率在 90% 以上,远高于其它大部分辉光放电源.

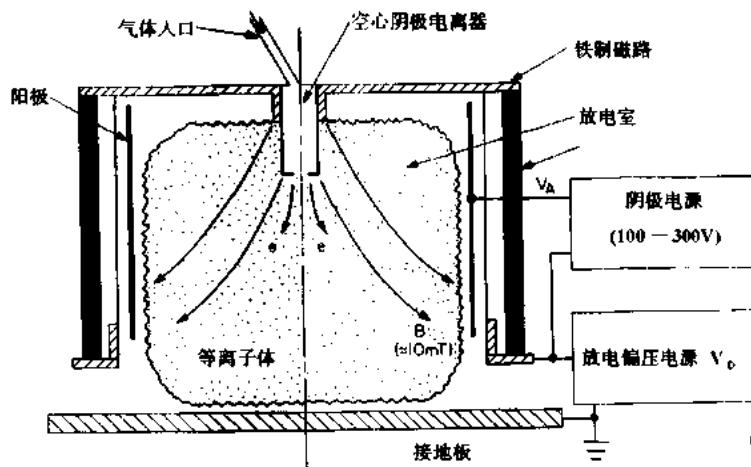


图 9.28 电子轰击等离子体源

9.5.5 彭宁放电等离子体源

彭宁放电(Penning 1936, 1937; Penning and Moubis 1937; Roth 1966)在工业应用中还没有广泛使用,部分原因是工业界不熟悉它们的特性,另一部分原因是要求有相当高的轴向磁场(十分之几特斯拉),磁场对于适当的运行要求的磁化离子是必要的。彭宁放电能产生高能离子或能被气化的任何材料的等离子体放电。图 9.29 表示彭宁放电的传统结构,它是由 $0.05 \leq B \leq 0.2$ T 的本底磁场, $0.5 \leq V_a \leq 5$ kV 的阳极电压组成,运行于中性气压 $10^{-6} \leq P \leq 10^{-2}$ Torr 范围内。

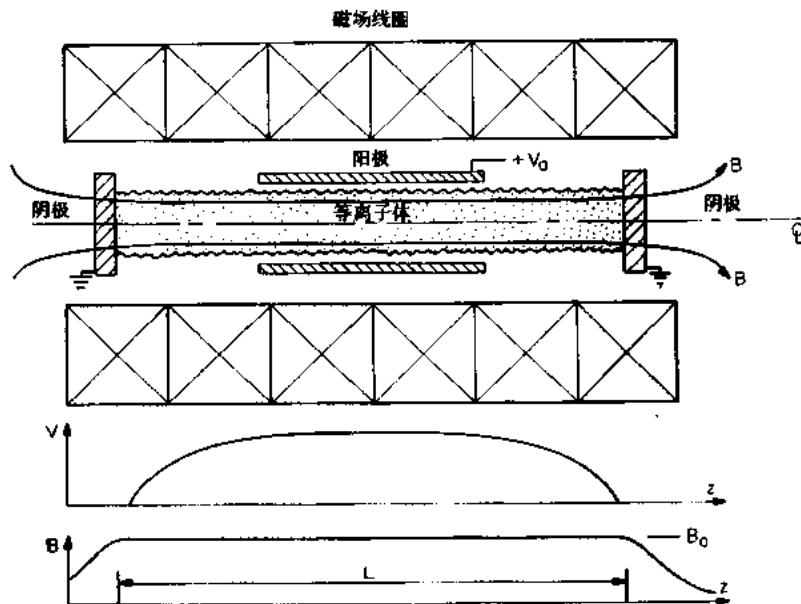


图 9.29 有均匀磁感应强度和电子静电捕获的传统彭宁放电

彭宁放电可以在气压远低于辉光放电的气压下产生稠密的等离子体,因可在轴向静电位阱中捕获电离产生的电子。在低气压下工作的传统彭宁放电中的电子有很长的电离平均

自由程,大于放电长度 L . 在相对阴极之间,电子沿放电轴多次反射,这是电子被磁力线捕获的效应,强的轴向磁场可防止放电被阳极拦截,来自阴极的电子被轴向电场所反射.

在各种类型的彭宁放电中,由离子轰击阴极的二次发射、等离子体体积内的电离碰撞所引起的电子雪崩和阴极的热电子发射灯丝提供电子. 在彭宁放电中,高能离子碰撞阴极产生很多溅射. 通常产生的离子能量范围是几十个电子伏到几千电子伏. 阴极离子通量可能对蚀刻和材料加工很有用,但彭宁放电至今没有广泛用于这种目的,即使有为数也极少.

如果彭宁放电中的电子和离子被磁化,正如第3章中关于磁电加热讨论的那样,可从 E/B 方向漂移中获得高的能量. 根据式(3.42),由

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2}mv_d^2 = \frac{1}{2}m \frac{E_r^2}{B^2} \quad (\text{J}) \quad (9.167)$$

给出粒子由 E/B 漂移获得的能量. 由于粒子能量与质量成正比,导致在磁化彭宁放电中,离子比电子热的有趣情况. 实际上,电子和离子动力学温度并不是非常不同的,虽则离子是比较热. 电子和离子能量的差异没有质量比那么多,而是只差 10 至 50 倍(Roth 1973a, 1973b).

图 9.30 表示另外一种传统的彭宁放电结构,在这里“传统的”意思是使用了均匀磁场. 图 9.30(a)的结构是在放电的中平面上有一个水冷的阳极环,在两端有固体接地阴极. 图 9.30(b)是另外一种结构. 分为两个的阳极环位于放电两端的两阴极前的近处,放电的中部留有一个均匀的等离子区. 图 9.30(c)表示另一种结构,是由一个长的阳极圆筒和两个环形阴极组成,允许等离子体和逃逸离子沿磁场从右边和左边流出. 最后,图 9.30(d)给出了另外一种结构,利用炽热发射阴极代替冷阴极,在右边有一个环形阴极,因而高能离子束或等离子体可穿出右边轰击处在阴极电位上的材料表面.

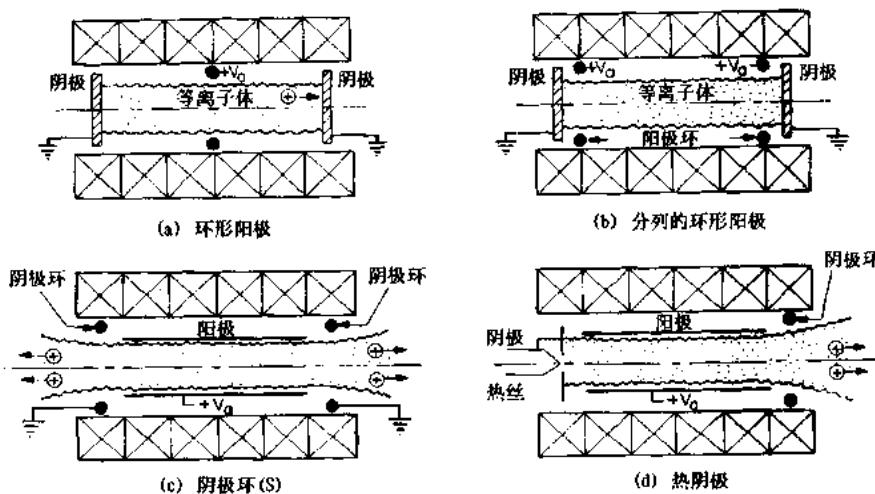


图 9.30 几种传统的彭宁放电结构

图 9.31 表示改进型彭宁放电,它在磁镜磁场中工作(Roth 1966). 阳极两侧磁镜的存在使有些离子被捕获;否则它们沿着轴损失到阴极上,而磁镜可使轴向静电位阱进一步增加等离子体电子的约束效果. 如果离子被磁化, E/B 漂移可以把离子能量提高到几千电子伏. 在改进型彭宁放电中的离子的能量分布函数,用改变等离子体条件的方法,可以把接近单能的分布调整成麦克斯威分布. 例如,在田纳西州立大学(UTK)等离子体科学实

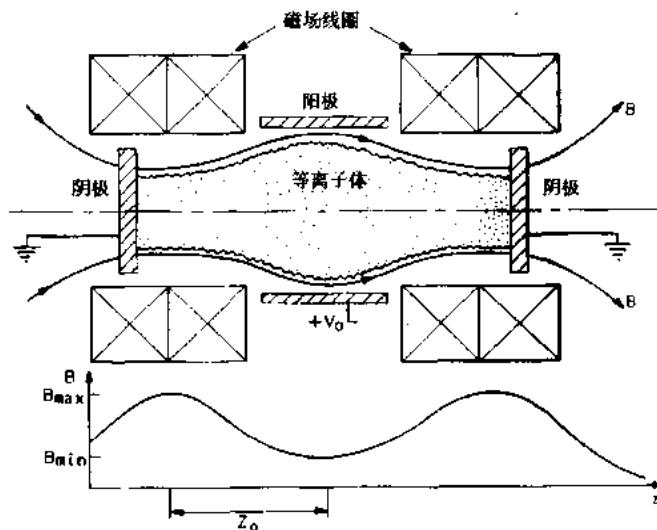


图 9.31 在磁镜形磁场中工作的改进型彭宁放电、离子和电子被捕获在中平面附近

验室中,如果磁感应强度 $B_{\min} > 0.1 \text{ T}$, 阳极电压 $V_a > 3 \text{ kV}$, 氦气的工作气压低于 $6 \times 10^{-6} \text{ Torr}$ 就可以得到一个麦克斯韦化的氦离子束。这种改进型的彭宁放电是能够产生千伏的麦克斯韦化的离子束的很少几个等离子体源之一(Roth 1973a, 1973b)。

9.5.6 “磁控管”等离子体源

“磁控管”等离子体结构,起初用于等离子体-辅助溅射和沉积。图 9.32 表示用于溅射的一种平行板磁控管结构。当加在平行板之间的电压为几百伏时,就会形成辉光放电,在上方的磁极件产生的磁镜中捕获负辉光等离子体。正电柱区可能不存在或是暗的。在负辉光等离子体和阴极之间有相当强的电场,把离子加速到阴极上,把阴极材料溅射出来。如果本底压力足够低,以致溅射原子的平均自由程接近或大于平行板之间的距离,溅射原子就会沉积到位于接地阳极的靶上。在这些结构中,通常只有电子被 $5 \sim 50 \text{ mT}$ 的磁感应磁化。这种等离子体可以是直线形,轴对称形或跑道形。 E/B 漂移会引起等离子体围绕闭合等离子体位形的漂移,使等离子体沿着它的长度方向均匀一致。

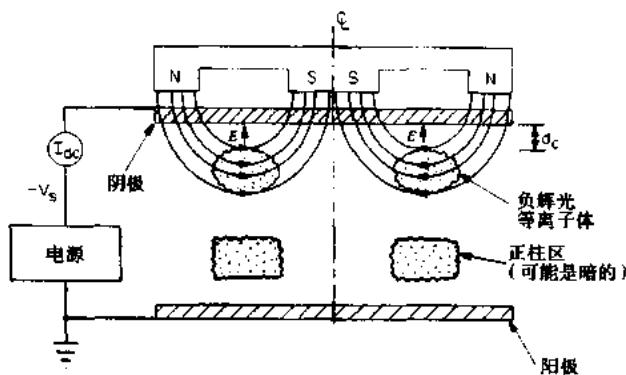


图 9.32 平行板磁控管中辉光放电等离子体的形成,在磁控管磁体形成的磁镜中捕获负辉光等离子体

有时阳极板妨碍工作,或对特殊应用不方便,在这种情况下,采用图 9.33 所示的同平面磁控管。阳极与阴极共平面,而且负辉光等离子体还被永久磁铁形成的磁镜捕获,来自阴极的溅射原子自由地喷淋到位于负辉光等离子体下方的工作上。

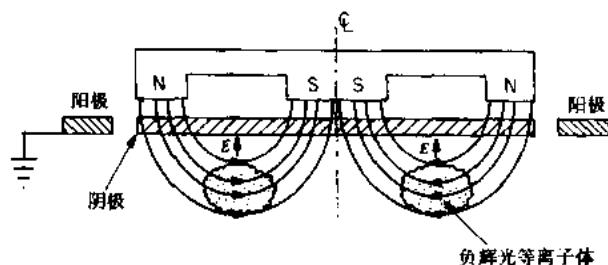


图 9.33 相同平面磁控管结构中的辉光放电等离子体,在这种结构中,只有在磁极件捕获的等离子体才是正常可见的

图 9.34 表示含有圆筒中心柱正常辉光放电的正常的和颠倒的圆柱形磁控管。在阴极上方负辉光等离子体立即在阴极上面形成圆柱;在负辉光和阳极之间,正柱区等离子体形成圆柱。在这种圆柱形磁控管中,轴向磁场引起绕轴的 E/B 漂移,使沉积在阳极上的溅射材料轴对称均匀。

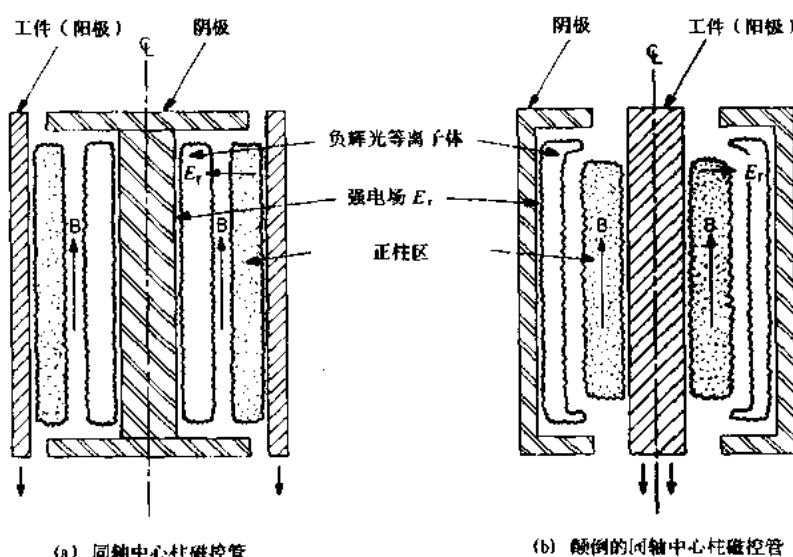


图 9.34 由圆柱形磁控管构成的圆筒形等离子体

图 9.35 表示圆筒形多极磁控管的正常结构和颠倒结构。在这种结构下,在位于阴极表面上方的多极磁镜中形成负辉光等离子体环。在交叉的径向电场和多极磁场中的 E/B 漂移导致绕轴的漂移,因而改善阳极表面溅射效果的轴对称均匀性。

图 9.36 表示两种溅射喷枪的变型。在这两种结构中,在阴极上方磁镜中捕获负辉光等离子体环。来自阴极表面溅射的中性原子,是由负辉光和阴极之间的电场加速的离子轰击阴极产生的。两种结构中的中性粒子都用于溅射,或提供垂直地位于顶部工件上或阴极上的溅射沉积。

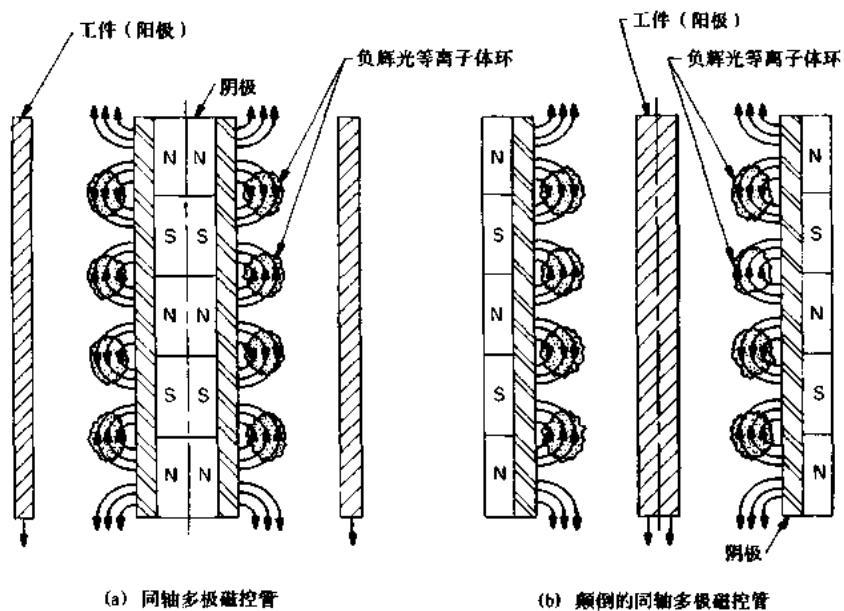


图 9.35 在圆筒形多极磁控管中形成的负辉光等离子体环

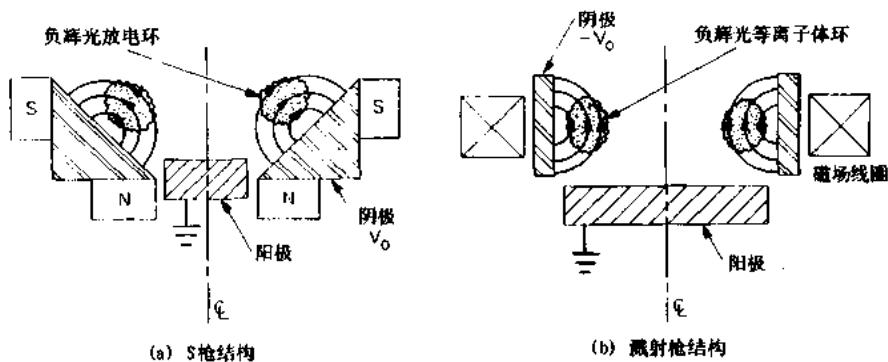


图 9.36 在轴对称溅射枪磁控管结构中形成的负辉光等离子体环

9.6 辉光放电反应器的特性

9.6.1 比较工作特性

在表 9.2 中以很相近的形式列出了上面讨论的六种等离子体源的比较工作特性。在很多情况下，证明这些类型放电的等离子体参数的普遍性的实验研究，还没发现或正在进行中。由于没有得到这些数据，或得到普遍性的数据有困难，所以在表中列出这些数据时标出一个问号。对所有这些等离子体源，除彭宁放电外，等离子体中的离子能量分布函数和离子的动力学温度实际上是未知的，虽然在某些情况下，出于物理上的理由，可以认为离子温度大概在室温附近。

最近得到了关于电子轰击源和彭宁放电的等离子体参数的最新文献，并用最新的等离子体诊断技术测量了这些等离子体性质。虽然圆筒形放电管有充分的“经典”文献和大量已

知的这种结构的等离子体参数,但还是可以从最新的等离子体诊断方法的应用中得到好处。尽管它的工业应用很重要,但关于平行板等离子体反应器的比较还研究得不多。虽然这种情况正在改变、气体电子学会议(GEC)上的参考反应器结构可谓是最新研究成果。

表 9.2 比较等离子体源特征

等离子体源结构	T_e (eV)	T_i (eV)	麦克斯韦分布	中性压力 P_0 (Torr)	功率(W)	数密度 (粒子/m ³)	等离子体产生效率	注解
圆筒形放电管	1.5~5	1/40~0.1	电子——双温 离子——?	$10^{-3} \sim 10$	1~500	$10^{13} \sim 10^{17}$	0.2(?)	充分的“经典”文献
平行板反应器	2~5	1/40~0.5(?)	电子——是 离子——?	$10^{-3} \sim 10$	10~500	$10^{14} \sim 10^{17}$	0.10~0.50(?)	参数不足
束-等离子体源	2~10(?)	?	电子——是 离子——?	$10^{-3} \sim 10^{-2}$	50~ 10^3	$10^{16} \sim 10^{19}$	<0.01(?)	诊断参数不足
电子轰击源	1.5~4	1/40(?)	电子——双温 离子——?	$10^{-5} \sim 10^{-2}$	10~ 10^4	$10^{14} \sim 10^{16}$	>0.9	对航天应用广泛
彭宁放电	2~15	10~1000	电子——可能是 离子——?	$10^{-7} \sim 10^{-2}$	$1 \sim 2.5 \times 10^5$	$10^{13} \sim 6 \times 10^{18}$	≈0.5	离子加热优先
磁控器几何形状	1.5~4	1/40(?)	电子——双温? 离子——?	$10^{-3} \sim 10$	10~500	$10^{14} \sim 10^{16}$	≈0.2(?)	诊断不足

9.6.2 辉光放电的控制变量

辉光放电的工业应用,如果有的话也很少 即使所有等离子体诊断仪器足以测量表9.2所列的所有等离子体参数,在工业应用中,等离子体往往当作黑盒子一样处理,外部参数或控制变量,可以进行调整,以获得希望的效果。某些控制变量为:

- 运行电压
- 功率电平
- 气体压力
- 气体种类
- 磁场
- 电场几何形状
- 阴极特性
- 气流量

这些控制变量在等离子体材料加工中,最好的情况也只不过是一个一级近似以达到能重复和均匀的效果。除了所列的控制变量以外,即使从控制变量表面上看是相同的,但污染、杂质、表面条件和其它隐藏变量都是有影响的。预期只有在所有等离子体参数都相同时,才能有把握在长时间之后或在各种不同类型装置中重复与等离子体有关的效应。

辉光放电的工作电压影响轴向和径向场,从而影响等离子体中的带电粒子能量。功率电平控制每秒每单位体积的电离数,因而对等离子体数密度是一个近似控制变量,还可能是等离子体组成物的能量的控制变量。在辉光放电中的气压可控制电子碰撞频率和所有等离子体组成物的平均自由程。气体种类要控制电离电位和在等离子体产生一个离子-电子对所需的电子伏数。磁感应强度可以控制垂直于磁场方向上的等离子体输运,还能改变在完全磁化的彭宁放电中的离子和电子能量。它是由磁电效应加热的。磁感应强度对平行于磁场方向上的等离子体影响不大。辉光放电的几何形状,因改变阳极-阴极结构的几何形状而改变电场,从而可以影响输入的能量。最后,阴极特性,像它的二次电子发射系

数或热电子发射能力,也可以影响辉光放电的特性.

在工业等离子体工程师面前,有很多工作要做,研究和确定所列的控制变量与表 9.2 所列的等离子体参数有关的物理过程. 所需的知识至少有一些已有,但是在其它方面,例如,包括弹性散射,激发截面、电离截面和等离子体横越磁场的输运所需的数据和基本物理学,现在只从原子物理的研究和聚变研究中的等离子体约束和径向输运过程的研究起步.

9.6.3 辉光放电的例子

在这一节中将讨论辉光放电物理的一些例子,列举出工业应用的几个要点. 第一个例子是图 9.37 所示 Vossen 和 Kern(1978)报道过的圆柱形中心柱磁控管. 图中给出了改变几何形状和尺寸的圆柱形磁控管的电压-电流的特性曲线. 像其它正常辉光放电一样,此图表明电压几乎与电流密度无关. 通过已有数据的变化趋势,表明电流密度与放电电压的 9 次方成正比.

$$J = J_0 V^{9.0} \quad (9.168)$$

可写出更普遍的幂定律关系

$$J = J_0 V^k \quad (9.169)$$

式中 k 是在 $2 \leq k \leq 12$ 范围内的观测值.

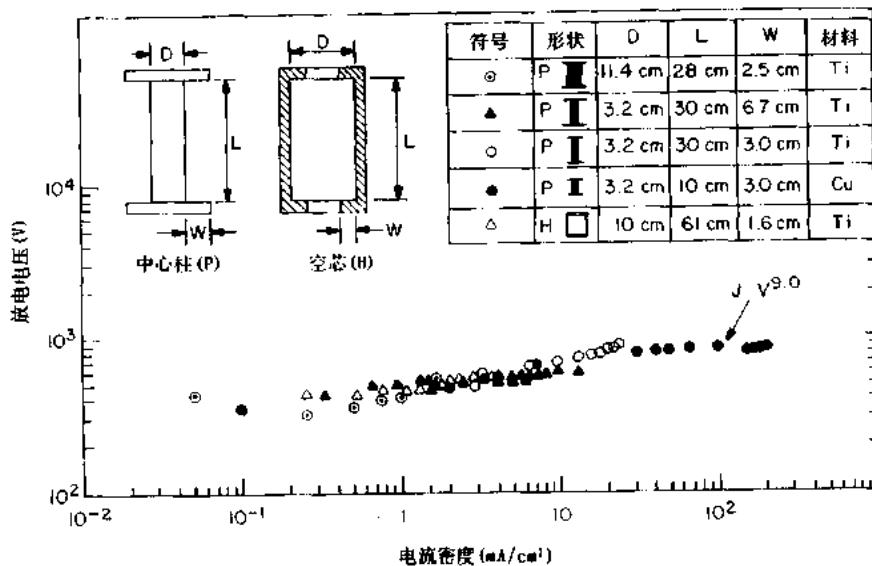


图 9.37 由 Vossen 和 Kern(1978)报道的几种圆柱形磁控管的电流-电压特性曲线

一个有关的例子是由 Roth(1966, 1973)报道的改进型彭宁放电, 图 9.38 给出了它的示意图. 图 9.39 给出用推斥电位能量分析器测量的离开改进型彭宁放电的离子. 图 9.40 给出这种放电的麦克斯韦离子能量分布的一个例子, 表明叠加在推斥电位能量分析器的实验数据上拟合最好的麦克斯韦能量分布函数. 这些数据表明等离子体是浮动在 1623 伏的正电位上, 并且氘离子动力学温度稍稍超过 1900 eV. 在这些数据中, 观测到的离子具有高达 10 keV 的能量, 这是前面讨论过的磁电加热的结果. 图 9.41 给出在几种本底气压下, 氘离子动力学温度随阳极电压变化的函数关系. 改进型彭宁放电的这些数据磁场条件为最大磁场点处的磁感应强度为 2T, 最小磁场处的磁感应强度为 1T.

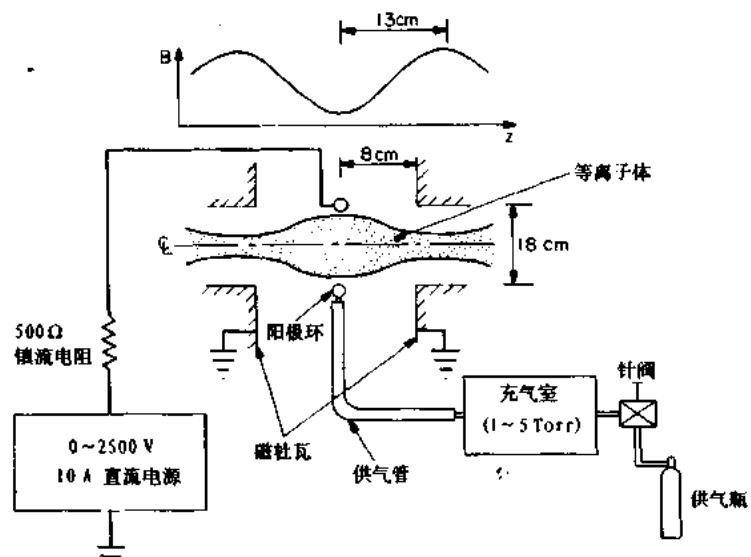


图 9.38 有一个阳极环的改进型彭宁放电，在中平面上的磁感应强度为 1.0T，最大磁感应强度为 2.0T

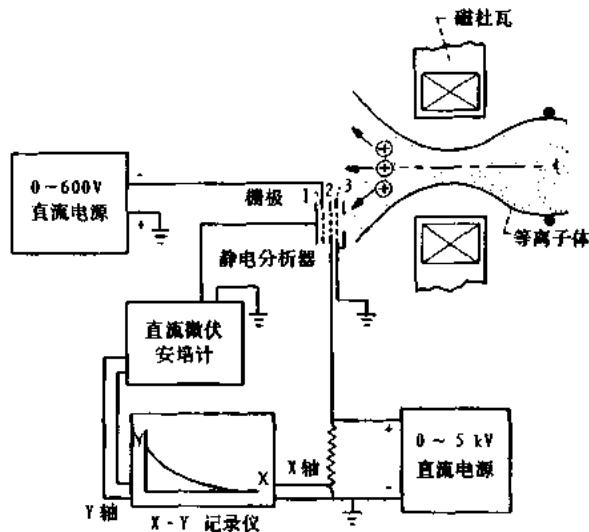


图 9.39 用于测量离开图 9.38 的改进型彭宁放电等离子体的离子能量分布函数的推斥电位能量分析器

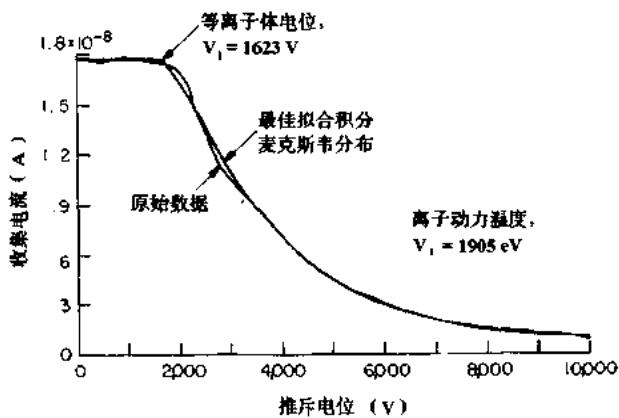


图 9.40 来自图 9.39 的排斥电位能量分析器的积分能量分布函数(细线)和拟合最好的麦克斯韦能量分布(平滑的重线). 在这种条件下, 离子动力学温度约为 1900 eV, 观测到的是能量为 10 keV 的离子

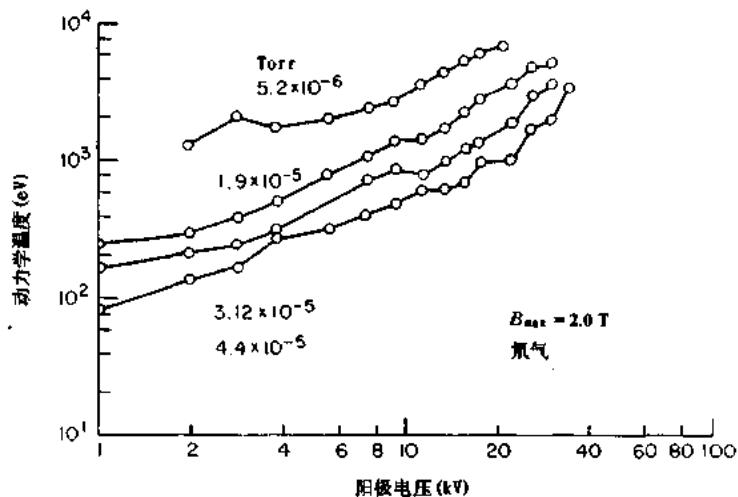


图 9.41 在几种本底氖气压下, 图 9.38 的改进型彭宁放电的离子动力学温度随阳极电压变化的函数关系

电场皱褶环是一个大体积与聚变有关的直流辉光放电, 皱褶环向磁场提供环向等离子体的整体约束. 在位于环向分布的一个或几个中平面上的电极环上加上高的正的或负的偏压(Roth 1983). 在图 9.42 中给出的是环形等离子体的一个扇形和磁体组. 图 9.43 给出电场皱褶环的电流-电压特性曲线, 表明有两种辉光放电的特性. 从左上方的高压模式到右下方的低压模式的转换是不连续的. 在低压模式中引出的电流与阳极电压之间的关系近似为 $I \propto V^2$ 关系. 在高压模式中电流-电压曲线是比较陡的, 是 $I \propto V^3$ 的关系. 这种非常不同类型的放电(例如, 圆柱形磁控管)还显示出(9.169)的电流和电压之间的幂定律关系. 用虚线表示模式之间的不连续转换, 这在工业辉光放电中也能经常看到, 有时难以重复感兴趣的工作状况. 稳定这种模式转换可能是设计人员在供电电源加进镇流电阻器或电感线圈的一个原因.

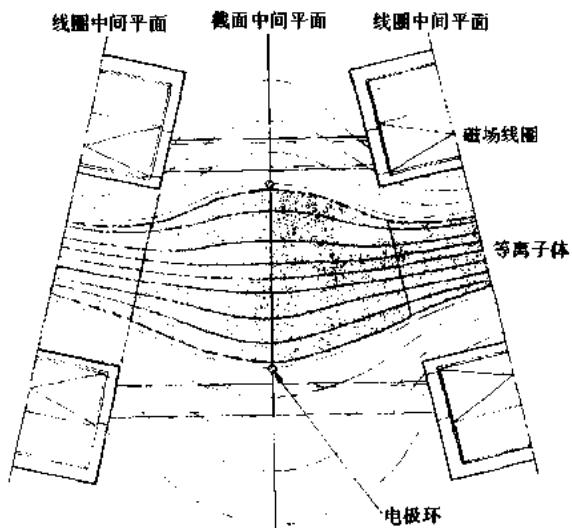


图 9.42 磁电式约束电场皱褶环等离子体的十二个扇形之一。等离子体发生在画黑点的区域，电极环位于每一个扇形的中平面上。

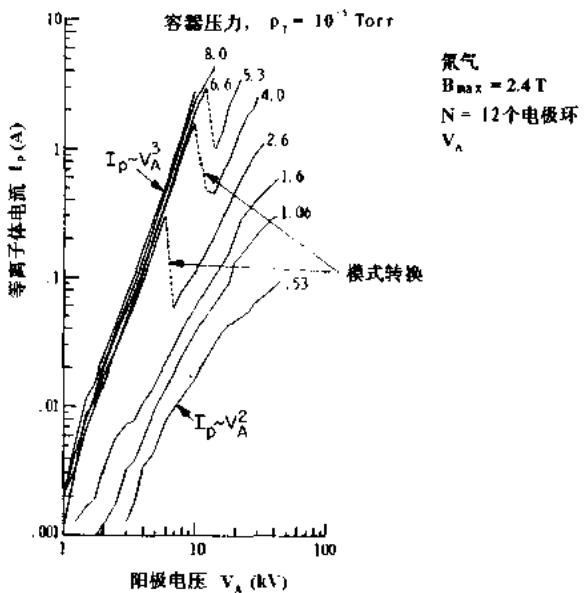


图 9.43 在电场皱褶环中辉光放电等离子体的电流-电压曲线。在高压模式下，电流与 V_A^3 成正比， V_A 是阳极电压。在低压模式下，电流与 V_A^2 成正比。注意由点线表示的模式转换。

图 9.43 给出的这两种放电模式的电子数密度关系有很大的不同。图 9.44 画出了电子数密度随电极电压变化的函数关系。左上方的高压模式的密度远高于右下方低压模式的密度。在低压模式中的电子密度低得多，而且较高的阳极电压也变低了，表明由扰动引起的输运可能造成等离子体损失。这些数据还说明了电子数密度方面的很大差别，这些区别在很多辉光放电中都有所发现，这是这两种工作方式的特征。

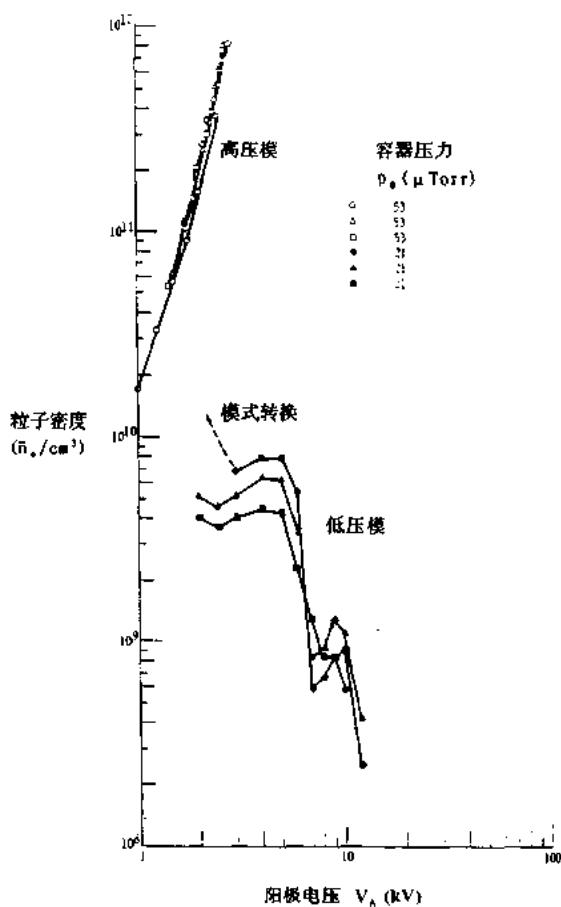


图 9.44 电场皱褶环中的电子数密度随阳极电压变化的函数关系。注意在这两种模式下数密度与电极电压的关系有很大的不同，而且密度在模式转换的两侧也有很大的变化

9.7 辉光放电物理问题

在离开辉光放电这个主题之前，适当地指出一些主要未知的和不能断定的问题是有益的。首先是电流-电压关系的理论，如果有这种理论，就会预言由式(9.169)给出的电流-电压之间的幂定律关系。目前还没有关于物理过程造成这种幂定律关系的想法，还不能从基本原理推导出来。为什么对不同装置的幂定律指数 k 的值可以从 2 变到 12，还不清楚，例如，像圆柱形磁控管和电场皱褶环，很清楚，预言这种关系的能力对工业等离子体反应器的设计有很大意义。

其次，未知的物理过程的性质决定图 9.43 和 9.44 模式转换。在多种多样的低压直流放电中，普遍存在这些模式转换。这证明必定有完全不同的物理过程对这两种工作方式起作用。但是，目前还不知道这些过程，也不知道决定从一种模式转换到另一种模式的物理过程。很清楚这对辅助工业等离子体反应器设计很重要。

输入功率和等离子体数密度之间的关系,很大程度上取决于对磁化和非磁化的湍流等离子体中的径向输运的物理知识。在很静的经典情况下的径向输运过程,在某些情况下,由磁场中的经典扩散足以预言。对湍流等离子体,横越磁场的径向输运率大大高于经典值,但是,这种过程的物理学,在聚变等离子体中或工业等离子体中都还未完全理解。

辉光放电的另一个主要问题是等离子体鞘层物理的理解。正如前面提到的那样,只在极少几例中,理论与实验相对照,而现有的等离子体鞘层理论与实验室测量的结果不完全一致。

在辉光放电鞘层课题最后终结之前,更好的理论、更精细的实验和更长时间的计算机模拟或许是必要的。

最后,辉光放电中的一个主要问题是预言电子能量分布。实际上,它决定于运行条件。当气压低于1Torr时,能量分布函数通常是双麦克斯韦、双温度分布的,对应于热的与冷的成分的相对密度。或许由先进朗缪尔探针技术取得的精确能量分布函数知识是必需的,可用来计算全部输运系数和非弹性电子碰撞过程的速率,这都是等离子体工业应用的基础。

参 考 文 献

- Abria, M. 1848 Sur les Lois de L'Induction des Courants par les Courants *Annales de chimie et de Physique* 7 ser., 3, 462—488 (see pages 477—478).
- Aston, F. W. 1911 The Distribution of Electric Force in the Crookes Dark Space *Proc. R. Soc. London A* 84 526—535.
- Barrett, P. J. and Little, P. F. 1965 Externally Excited Waves in Low-Pressure Plasma Columns *Phys. Rev. Lett.* 14 356—359.
- Boenig, H. V. 1988 *Fundamentals of Plasma Chemistry and Technology* (Lancaster, PA: Technomic Publishing Co) ISBN 87762-538-7.
- Brown, S. C. 1966 *Introduction to Electrical Discharges in Gases* (New York: John Wiley).
- Cobine, J. D. 1958 *Gaseous Conductors* (New York: Dover Publications).
- Hirsh, M. N. and Oskam, H. J. (ed) 1978 *Gaseous Electronics* vol I *Electrical Discharges* (New York: Academic Press) ISBN 0-12-349701-9.
- Howatson, A. M. 1976 *An Introduction to Gas Discharges* 2nd edn (Oxford: Pergamon Press) ISBN 0-08-020574-7.
- Kaufman, H. R. 1961 An Ion Rocket with an Electron-Bombardment Ion Source *NASA Technical Note TND-585* January 1961.
--- 1963 The Electron-Bombardment Ion Rocket *Advanced Propulsion Concepts* vol 1 (*Proc. 3rd Symp. October 1962*) (New York: Gordon and Breach).
--- 1965 Performance Correlation for Electron-Bombardment Ion Sources *NASA Technical Note TND-3041* October 1965.
- Loeb, L. B. 1961 *Basic Processes of Gaseous Electronics* 2nd edn (Berkeley and Los Angeles, CA: University of California Press) LCCCN 55-5196 ch 8.
- Penning, F. M. 1936 Glow Discharge at Low Pressure Between Coaxial Cylinders in an Axial Magnetic Field *Physica* 3 873—894.
--- 1937 A. New Manometer for Low Gas Pressures Between 10^{-4} and 10^{-5} Torr *Physica* 4 71—75.
- Penning, F. M. and Moubis, J. H. A. 1937 A Neutron Source Without Pumping *Physica* 4 1190—1199.
- Roth, J. R. 1966 Modification of Penning Discharge Useful in Plasma Physics Experiments *Rev. Sci. Instrum.* 37 1100—1101.
--- 1967 New Mechanism for Low-Frequency Oscillation in Partially Ionized Gases *Phys. of Fluids* 10 2712—2714.
--- 1969a Experimental Observation of Continuity Equation Oscillations in Slightly Ionized Deuterium, Neon, and Helium Gas *Plasma Phys.* 11 763—777.
- Roth, J. R. 1969b Possible Applications of the Continuity-Equation Plasma Oscillation to Pulsars and Other Periodic

- Astrophysical Phenomena NASA Technical Note TND-3078 March 1969.
- 1969c Periodic Small-Amplitude Solutions to Volterra's Problem of Conflicting Populations and Their Application to the Plasma Continuity Equations *J. Math. Phys.* **10** 1412–1414.
- 1969d A Theory of Moving Striations Based on the Continuity-Equation Plasma Oscillations *Proc. Ninth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (Bucharest, Romania, 1-6 September 1969)* p 464. See also NASA TMX-52633 September 1969.
- 1973a Hot Ion Production in a Modified Penning Discharge *IEEE Trans. on Plasma Sci.* **1** 34–45.
- 1973b Energy Distribution Functions of Kilovolt Ions in a Modified Penning Discharge *Plasma Phys.* **15** 995–1005.
- 1983 Ion Heating and Containment in an Electric Field Bumpy Torus (EFBT) *Plasma Nucl. Instrum. Methods* **207** 271–299.
- Schottky, W. 1924 Diffusion Theory of the Positive Column. *Phys. Zeit.* **25** 635–640.
- Sugano, T. (ed) 1985 *Applications of Plasma Processes to VLSI Technology* (New York: John Wiley) ISBN 0-471-86960-0.
- Vossen, J. L. and Kern, W (ed) 1978 *Thin Film Processes* (New York: Academic Press) ISBN 0-12-728250-5.

10 气体中的直流电弧放电

工业上重要的直流电气放电的第三个主要区域是电弧放电，它应用于照明和高温金属处理已近 200 年了。

10.1 电弧工作区

当低压强电气放电的放电电流在 1—10A 数量级时，有时很难说这个放电是电弧放电还是辉光放电。电弧放电依其发光度、电流密度和阴极降落电压而界定。电弧，特别是高电流热电弧，与辉光放电相反，是高发光度的。电弧也以高电流和高电流密度来表征。即使低电流电弧也很少有总电流小于 1A 的。电弧的电流密度可从每平方厘米几安培直至每平方厘米 1000A 以上。这些电流密度与辉光放电电流密度大不相同。辉光放电中电流密度很少有超过每平方厘米 50mA 的。电弧的特点还在于其比较小的阴极电压降落，在阴极高空间梯度区的几毫米范围内，近似为 10V 或更小。对比起来，辉光放电在大于 1 厘米的距离一般有大于 100V 的阴极压降。由于电弧可在 1A 或更小些的电流下维持，而辉光放电，如果电极面积足够大，可以拉出 10A 或更大些的电流，因此由放电拉出的总电流不是决定性的特征。

10.1.1 电压-电流特征

图 10.1 所示的直流低气压放电管的电压-电流特性曲线图说明了电弧区的三个主要

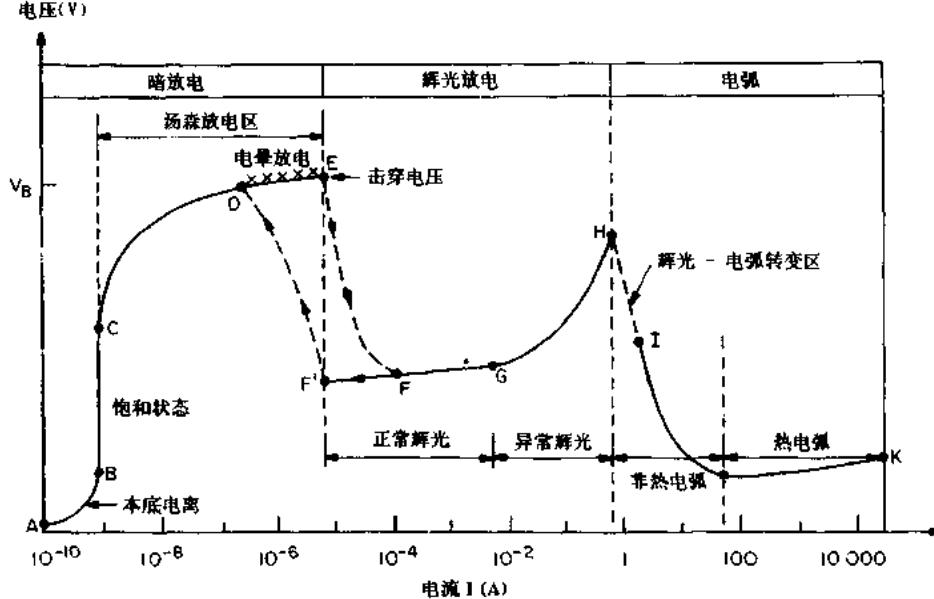


图 10.1 直流放电管的通用电压-电流特性

区段,包括在点 H 与点 I 之间的由阴极电子发射所引起的辉光-电弧转变区段。在曲线上 H 点附近,此发射由阴极上的异常辉光放电高电流密度区中发生的高的热负荷引起。当放电稳定到特性曲线的由直流电源及相关电路的内阻抗所确定的点 I 时,电弧通常在电弧区域的非热电弧区段。该区段的特征是总电流大约在 1A 和 50A 之间,在惰性气体中偶尔也可运行于这个范围之外。这是一个负阻抗特性的区域,即电流-电压曲线沿一近似抛物线的轨迹有一负斜率,在这区段中电流的增加引起电压减小。超过特性曲线上的 J 点,在大约 20~50A 处,电弧转入具有几乎平坦的缓慢上升的电压-电流特性的区段,它在图 10.1 上的点 J 和 K 之间,称为热电弧区段。

10.1.2 参数范围

在表 10.1 中示出电弧放电的非热的和热的区段的参数范围。由于现存的关于电弧文献中有许多相互混淆的术语,包括对同一现象有不同的名字和对电弧状态的不同现象或区段有相同的名字,它们是由不同的作者分别定义的。我们试图明确一下,在文献中,我们称作非热电弧的,有时称之为低强度的、热离子的或低压强的电弧,并且各作者对相关区段的边界有稍微不同的界定。还有在文献中,有时称高强度热电弧为场致发射的或高气压电弧。在示于图 10.1 中的区段共同边界处,非热的和热的电弧之间的差别,在特殊应用中,表 10.1 中示出的所有参数也许并不都适用。

表 10.1 热电弧与非热电弧放电的等离子体参数

等离子体参数	非热电弧	热电弧
平衡状态	动力学的	局部热平衡的
电子密度, n_e (电子数/ m^3)	$10^{20} < n_e < 10^{21}$	$10^{22} < n_e < 10^{25}$
气体压强, $P(\text{Pa})$	$0.1 < P < 10^5$	$10^4 < P < 10^7$
电子温度, $T_e(\text{eV})$	$0.2 < T_e < 2.0$	$1.0 < T_e < 10$
气体温度, $T_g(\text{eV})$	$0.025 < T_g < 0.5$	$T_g = T_e$
弧电流, $I(\text{A})$	$1 < I < 50$	$50 < I < 10^4$
$E/P(\text{V}/(\text{Torr} \cdot \text{m}))$	高	低
$IE(\text{kW/cm})$	$IE < 1.0$	$IE > 1.0$
典型的阴极发射机制	热致	场致
发光强度	亮	眩眼
透明度	透度	不透明
电离率	不确定的	Saha 方程
辐射输出	不确定的	局部热平衡

非热电弧,由于它们充其量是处在动力学平衡中,所以难以进行理论描述或计算模拟,况且,人们不能给予只适用于热电弧的局部热力学平衡假设。除非电弧是处在热力学平衡之中,人们不能有把握地应用沙哈(Saha)方程分析电离系数,激发态中原子的相对百分率,或者基于热力学平衡和斯特藩-玻尔兹曼(Stefan-Boltzmann)辐射定律来分析电弧中的辐射输运。热电弧的电子数密度比非热电弧的高,极少例外。气体压强不是热电弧与非热电弧区段的最后决定性因素,示于表 10.1 上的值被认为是有代表性的值,并且对于

运行于接近一个大气压的电弧来说,不处于局部热力学平衡之中是可能的。电子的动力学温度也不是电弧状态的决定性特征。正如表 10.1 上所指出的那样,非热电弧至少有超过一个数量级的电子温度范围。热电弧的电子温度在约 50A 或稍高些的电流下往往是在 1eV 的数量级上,并且随着功率输入增加而慢慢增加,在每米长度消耗数兆瓦的电弧中,动力学温度达到 10eV。

电子动力学温度和气体温度之间的关系是电弧区段的决定性特征。局部热力学平衡要求,即热电弧的特征是电子与气体动力学温度相等。在非热弧中,电子与中性粒子碰撞不够频繁,使电子和中性气体的粒子解耦,并且它们的温度可以有很大的差异。电弧电流不是两个区段的决定性特性。热电弧总电流小于 50A 是可能的,而电流大于 50A 的非热电弧也可能存在。电弧电流、 E/P 比值、电弧每单位长度内消耗的功率、电弧强度,以及电弧运行的压强都不是电弧区段的决定性的特征。这些参数对于非热电弧和热电弧可以重叠。

正如稍后将讨论的,低强度非热低强度电弧要求来自阴极的热离子发射,而高强度热电弧靠场致发射运行。热电弧总是出现在高压强和高气体温度下,而非热电弧能够在低压强下发生,即能在低于约 5000(Pa)的压强下发生。非热电弧也能够在大气压下,以及更高的压强但低的电子动力学温度之下存在。图 10.2 概略地示出氩气放电中预期的电子与气体动力学温度对压强的函数关系。对于非热电弧,由于在较低的压强下电子中性粒子碰撞频率较小,电子和中性气体粒子逐渐解耦,电子动力学温度比气体温度高。在这个例子中,在几十托以上,电子和气体温度实际上是相同的。

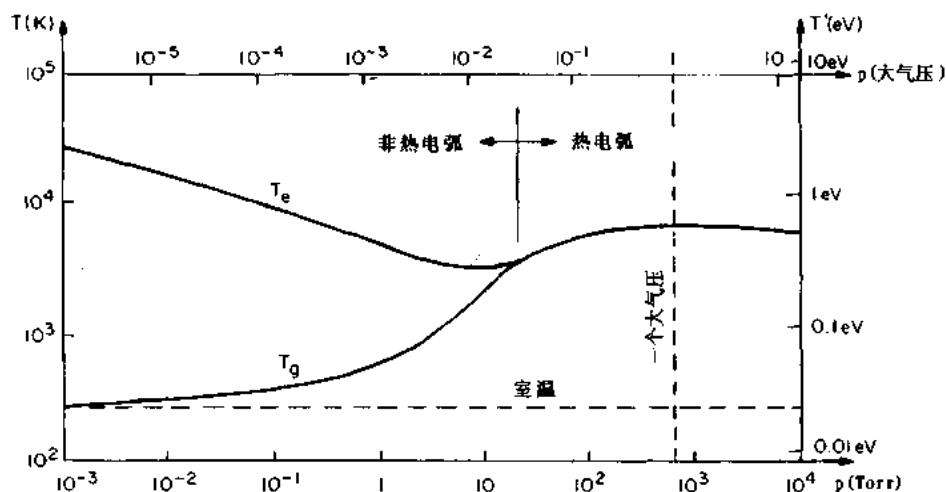


图 10.2 随压强变化的电弧运行情况

10.2 电弧现象学

电气放电的电弧状态是由 Sir Humphrey Davy 于 1808 年报道的,并与其用皇家研究所大电池组所做的电化学实验一起观察到,他们将许多单个的湿电池以串-并联形式连接起来,第一次容许在适中的高电压下同时产生大电流。在关于电弧的最早的实验中,电弧

水平地运行，其灼热气体的浮力引它们向上弯曲，因而名之为“弧”。

10.2.1 经典电弧术语

直到 20 世纪初期，大多数电弧被用于发光器件按非热电弧而运行。早期文献（例如，参看 Cobine (1958)）中所用的名词术语稍稍不同于最近许多作者所用的命名法。这种“经典”电弧的简图示于图 10.3 的上部，在下部为其轴向电压分布的示意图。这种电弧放电的特征，从左到右阐述如下：

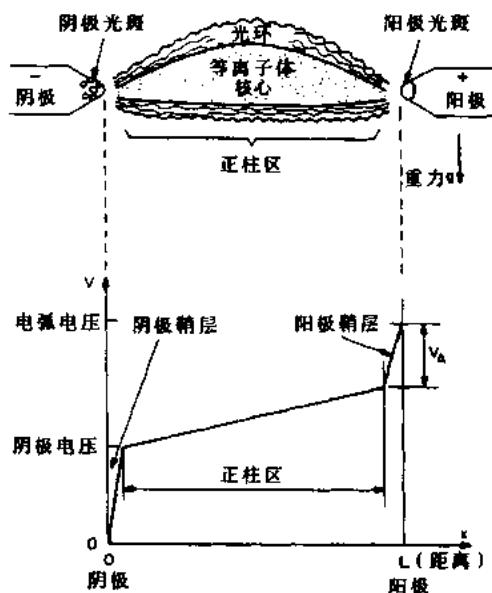


图 10.3 电弧放电的可见图象特征及沿轴电压分布示意图

(1) 阴极是负电极，在非热低强度电弧放电中它通常靠热阴极发射电子维持。

(2) 阴极斑点是一个或多个高电流密度的等离子附着点，那里阴极材料非常热。在阴极斑点内电流密度达每平方厘米 500A 到 10000A 数量级，而正离子电流达 100A 的数量级。阴极的温度将依气体的种类、电极材料和电流密度而定，但是对于大气电弧值是在从 2200 到 3300K 范围内。在电弧放电运行期间，阴极斑点在阴极表面上移动得相当慢。由于阴极斑点可处在阴极材料的沸点温度下，阴极材料因蒸发而损耗。虽然阴极斑点很热，但作为一个整体的阴极温度，如上所述，则低得多。电子动量传递和热气体浮力引起的中性气体的轴向对流对电极冷却有影响。

(3) 阴极鞘层挨着阴极且厚度通常小于 1mm。典型地有一相当于所用气体的电离电位 10V 的电压降落。此电压降被称作阴极电位降。

(4) 正柱包含电弧放电基本部分并占据几乎全部电弧的轴向长度。在此区域内电压降落比较小。此区分成图 10.3 上部所表示的两个区域。

(5) 等离子体核心是热等离子体的基本部分。在此区域中大部分气体被解离了，并且对于运行于大气压或更高压上的许多电弧来说，等离子体核心处在热力学平衡之中，并且像黑体一样辐射。电弧放电的正柱温度与电极材料、工作气体和电流密度有关，但是对于

大气空气中的电弧，典型的温度将在 4000 到 6500K 范围。这可与近似为 5700K 的太阳表面温度相比。

(6) 等离子体晕是围绕核心的不处于热力学平衡态的一个发光气体区域，等离子体化学过程能在此区发生。

(7) 阳极鞘层在一短距离上有一比较大的电压降落，它与阴极电位降相当。此阳极电位降与气体电离电位相比不相上下或稍小些，而其值在几伏到 10 伏范围内变化，在阳极鞘层内的电场将电子加速到阳极斑点上。

(8) 阳极斑点通常是一个单个的“热斑”，斑中的电流密度高。与阴极斑点不同，通常只存在一个比阴极斑点面积较大而电流密度较低的单独的斑点。阳极斑点在最接近电弧地方的阳极上形成，并且随着总电流的增加在阳极上反向扩大。

(9) 阳极是收集电子电流的电极，像阴极一样，通常由高熔点的难熔金属制造。在大气压强下，阳极温度与阴极温度相比是相同的，或稍高些。阳极温度值由电极材料、气体种类、电流密度决定，而且对于用碳、钨、铜和铁电极工作的大气电弧而言，其典型值在 2500 到 4200K 范围内变动。

10.2.2 现代电弧术语

1960 年之后，根据对电弧的最新了解，已精心作出示于图 10.4 的更完善的模型。此示意图表示电弧各个区域的现代命名以及沿轴的电压降落。阴极以非常高的电流密度从左端开始发射电子。对于非热低强度电弧，此电流来自一个或多个比较大的通常在表面上移动的弥散阴极斑点的热电子发射。这种阴极斑点上的电流密度可以在每平方厘米 500A 到 10000A 的范围内变动；对于具有场发射的高强度热电弧，很多小微斑在阴极表面上移动，每个微斑具有的电流密度在 $10^6 \sim 10^8 A/cm^2$ 范围内。阴极鞘层与电子德拜长度 λ_{de} 可相比较， $\lambda_{de} \approx 1 \sim 10 \mu m$ 。此鞘层上的电压是阴极电位降，在大多数电弧中约为 10V。

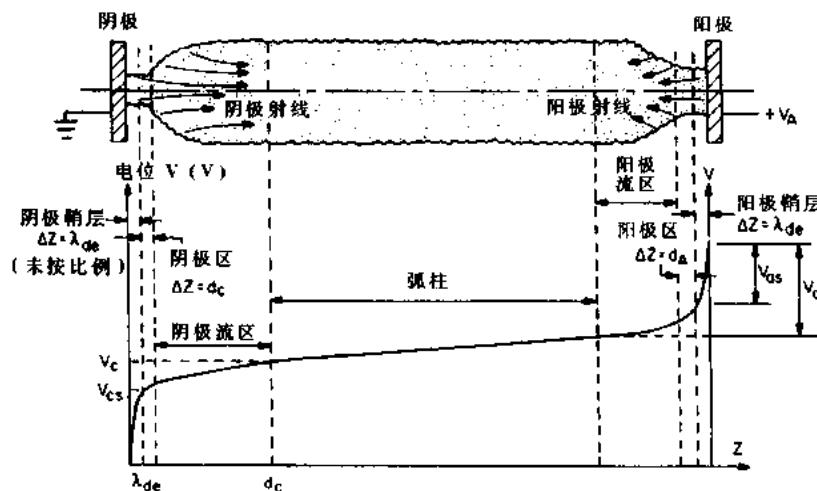


图 10.4 直线电弧各区的示图及每个区的电压分布

阴极区是一电位和密度的梯度区，具有大概 $d_c \approx 1 mm$ 的轴向范围。超过此区，有一在轴向延伸近 1cm 的阴极流区域，在此区内形成阴极射流，并且外界中性气体与弧柱强烈地互相作用。阴极射流是高速的热气体区域，夹带着靠近阴极的外界气体并可以每秒几百

米的速度轴向流动。阴极射流能达到阳极，而且通常确是极大地增加了到阳极的热传递。阴极射流对阳极的这种冲刷作用还能以高速率腐蚀阳极材料。弧柱是一个低轴向密度梯度、低电场及基本上无轴向温度梯度的区域。

靠近阳极处，阳极流区域，阳极区和阳极鞘层的尺寸与对应的阴极附近的大小不相上下，但不同的是附着斑点的直径，通常比阴极斑点大得多，导致阳极射流速度较低和阳极流效应不大重要。弧柱电流密度在热电弧中的典型值是 $1000\text{A}/\text{cm}$ ，阴极电位降典型值是 $V_a \approx 10\text{V}$ 、阳极电位降 V_g 典型值是所用气体的电离电位，从 3 到 13V。

在电弧中，阴极电位降对于二次电子发射讲通常很低，因而不会在阴极电子发射中起重要作用。而电弧没有阴极电子的大量发射就不能维持，这可以通过第 5 章中考查过的热电子发射和场致发射两种发射机制来完成。

在低电流（接近 1~10A）非热电弧中，主要的电子发射机制有时是非自持的热电子发射。在这种状况下，必须从外部加热阴极以把阴极表面的温度提高到能发射足够的电子以维持电弧的水平。在大多数非热电弧中，阴极发射电子是自持热电子发射，其阴极表面温度来自电弧的热通量。

最后，在高强度热电弧中，为维持电弧要求的极高的电流和电流密度，两者均由场发射提供。在场致发射中，阴极温度由到阴极的热传递特性和阴极冷却机制确定。为了保护电极和延长电极寿命，在热电弧中的阴极对于热电子放射来说通常是太冷了。电子是由场致发射从很多小斑点（微斑）发射入电弧的，每一微斑具有 $10^6 \sim 10^8 \text{A}/\text{cm}^2$ 的电流密度。

许多重要的现象发生在阴极处。上面讨论过的阴极射流可以很强，其作用可以到达阳极并显著地加热阳极。电弧对阴极的弥散附着，由于是从比较大的炽热面积上发射的，可以造成阴极表面上 $1000 \sim 10000 \text{A}/\text{cm}^2$ 的热电子电流密度。发生在热电弧中的阴极微斑在精细观察下，能看到场致发射造成的细小斑点在阴极表面上飞舞。在场致发射热电弧中，阴极的表面典型温度上千摄氏度，这是由热传递的特性而不是由维持电弧所要求的热电子发射水平决定的。阴极的功率积累可以很高，故要求水冷。

类似的现象发生在阳极上。阳极射流与阴极射流相比，由于电弧收缩较小和阳极电弧半径较大，通常速度较低和作用显著的小。阳极可以运行于两种模式之中，在弥散附着式中，电流密度可从 $100 \sim 1000 \text{A}/\text{cm}^2$ 。在所谓的收缩或“斑点”模式中，电流密度值达到 $10^4 \sim 10^5 \text{A}/\text{cm}^2$ 。在大多数电弧中，阳极获得比阴极更高的热负荷。这些较高的总的热负荷可导致阳极烧毁，故热电弧的阳极通常要有效地冷却。细致地考虑热传递过程的技术细节，热传递速率可以达到 $5\text{kW}/\text{cm}^2$ 。对于非热电弧，阳极电位降 V_g 约等于使用气体的电离电位。对于热电弧，由于气体电离几乎完全由电弧中按麦克斯韦分布电子电离所产生，故阳极电位降通常低于电离电位。

10.3 电弧中的物理过程

对电弧中物理过程的了解从汤克斯和朗谬尔（Tonks and Langmuir 1929）的经典文章开始，最近几年来已达到先进的水平，特别是对于轴对称的热电弧。例如，关于电弧物理学的最近的版本就包括 Cobine (1958), Von Engel (1965), Brown (1966), Gross (1969), Hirsh 和 Oskam (1978)，以及 Lafferty (1980) 等著作。从 1970 年以来，在高功热电弧的

计算机模拟方面进展特别快。在以下的讨论中，我们将不涉及最近应用于描述热电弧的计算机模拟，而将自己限制于描述工业电弧的某些重要物理过程和特性的简单的解析理论。

10.3.1 电弧的体积力

由于在典型电弧中存在高的电流密度，大的体积力 $J \times B$ 作用于等离子体上，在图 10.5 中示出轴对称圆柱电弧的典型几何形态。电弧有一电流密度 $J(r)$ 。在半径上积分此电流密度便求出总电流

$$I = 2\pi \int_0^a r J(r) dr \quad (10.1)$$

为了避开数学上的细节，我们假设在图 10.5 的电弧中电流密度是常量，即 $J(r) = J = \text{常量}$ 。在此限制下，在具有恒定电流密度的电弧中，角向磁场由

$$B_\theta = \frac{1}{2} \mu_0 J z r \quad r \leq a \quad (10.2)$$

给出。因此作用在电弧中等离子体上的体积力是

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} = F_r = -\frac{1}{2} \mu_0 J_z^2 r \quad (\text{N/m}^3) \quad (10.3)$$

此体积力沿径向指向内部，力图把电弧箍缩到较小的直径。如果总的电弧电流 I 是在 10^4 A 数量级，则不考虑任何电极附着、外部气体压强或对流稳定的作用，由方程(10.3)给出的径向体积力可以充分地平稳电弧的动力压强。

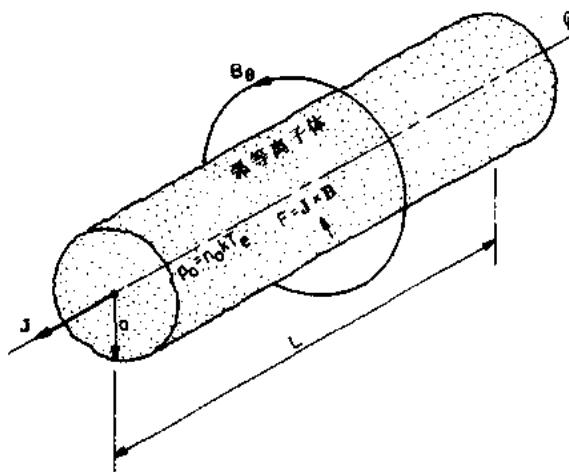


图 10.5 半径为 a 的圆柱形电弧等离子体上的径向体积力

Bennett 箍缩 (Willard H. Bennett 1934) 是达到平衡的一种圆柱电弧，在轴上的等离子体膨胀动力压强被方程(10.3)给出的向心径向体积力所平衡。但是，大多数电弧中，方程(10.3)给的径向体积力小于等离子体的动力压强，因而包括四周的大气压强在内的其它稳定机制也起作用。

在分析 Bennett 箍缩时，感兴趣的边界条件，参考图 10.5 可写为

$$\mathbf{B} = (0, B_\theta, 0) \quad (10.4a)$$

$$J = (0, 0, J_z) \quad r \leq a \quad (10.4b)$$

和

$$J = 0 \quad r > a \quad (10.4c)$$

在稳定态，在电弧上的力平衡由

$$\nabla p = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (10.5)$$

给出，对于方程组(10.4)的条件，变为

$$-J_z B_\theta = \frac{dp}{dr} \quad (10.6)$$

如果我们现在用稳态的麦克斯韦方程式，

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (10.7)$$

对于图 10.5 的几何形态，由下式给出：

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r B_\theta) = \mu_0 J_z \quad (10.8)$$

因为假设电流密度 J_z 是常量，沿着半径对方程(10.8)积分得出 B_θ

$$B_\theta = \begin{cases} \frac{1}{2} \mu_0 J_z r & r \leq a \\ \frac{1}{2} \mu_0 J_z \frac{a^2}{r} & r \geq a \end{cases} \quad (10.9a)$$

$$B_\theta = \begin{cases} \frac{1}{2} \mu_0 J_z r & r \leq a \\ \frac{1}{2} \mu_0 J_z \frac{a^2}{r} & r \geq a \end{cases} \quad (10.9b)$$

把方程(10.9a)代入方程(10.6)，从径向位置 r 到电弧的外部边界 $r=a$ 积分，可以得出在电弧内径向压强分布：

$$p(r) = \int_r^a J_z B_\theta dr = \frac{1}{4} \mu_0 J_z^2 r^2 \Big|_r^a \quad (10.10)$$

对于 $r \leq a$ ，给出

$$p(r) = \frac{1}{4} \mu_0 J_z^2 (a^2 - r^2) \quad r \leq a \quad (10.11)$$

要求 Bennett 缩平衡的条件，可从方程(10.11)给出轴线压强 p_0

$$p(0) = p_0 = \frac{1}{4} \mu_0 J_z^2 a^2 \quad (10.12)$$

用关系式 $I = p a^2 J_z$ ，可以把方程(10.12)写成

$$p_0 = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 a^2} \quad (\text{N/m}^2) \quad (10.13)$$

重新整理方程(10.13)，可以找出 Bennett 缩的平衡半径：

$$a = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{p_0}} \quad (\text{m}) \quad (10.14)$$

对于具有半径 $a=0.5\text{cm}$ 和轴线压强 1 个大气压的电弧 $p_0=10^5\text{N/m}^2$ ，维持平衡要求的电流 $I=8862\text{A}$ 。Bennett 缩平衡对腊肠型和扭曲型不稳定性是不稳定的，这些不稳定性在磁聚变研究中是重要的（参见 Roth 1986, 第 4 章）。大多数工业电弧运转在维持 Bennett 缩平衡所要求的电流之下，故需要其它稳定化机制。

电弧经常运行于同轴结构中，通常在轴上有一个如图 10.6 所示意的阴极。“稳定化”磁感应 B 垂直于图并指向上方。弧电流密度 J 径向流动。由于 diocotron 不稳定性（参看 Roth 1986, 第四章），在阴极和阳极之间初始均匀等离子体层的扰动将引起“雪耙”导致初

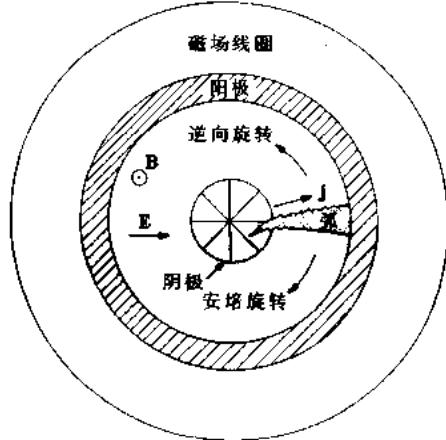


图 10.6 同轴电弧形态中旋转辐条的形成

始均匀等离子体进入高密度旋转的辐条中，在热电弧中，受力 F_m 的作用，此辐条在安培力的方向上旋转。

$$F_m = J \times B \quad (\text{N/m}^3) \quad (10.15)$$

在图 10.6 中，此旋转的安培力的方向是顺时针方向。在某些非热低强度电弧中，辐条旋转在与 $J \times B$ 相反的逆行方向上，其原因现在仍不清楚。在同轴电弧中的这个旋转是非常重要的，否则在弧根处的热负荷将熔化掉电极材料。

10.3.2 电极射流的形成

如图 10.7 所示，电弧在靠近电极处紧缩到较小的直径，这是电弧阳极和阴极流区域的限定性特征。电弧直径的缩小引起向离开电极方向流动的电极射流。在某些方向，电极射流是一个反直觉的现象，所以用前面对 Bennett 缩的分析来分析射流的物理机制是有益的。

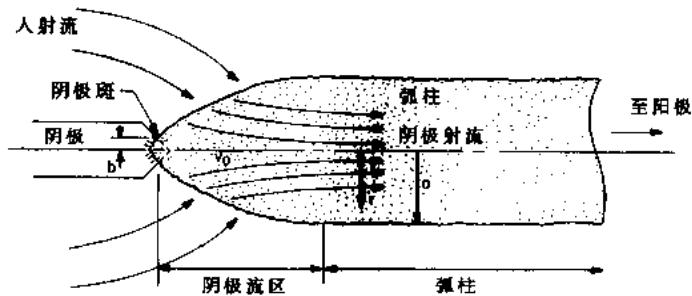


图 10.7 阴极区射流的形成。弧柱从弧柱中的半径 a 紧缩至阴极附着点处小得多的半径 b

从方程(10.11)，可以用写出径向压强分布

$$p(r) = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 a^4} (a^2 - r^2) \quad (\text{N/m}^3) \quad (10.16)$$

在大多数电弧中，由方程(10.16)给出的轴上的压强比电弧的总动力压强低得多。但是，此压强的轴向梯度驱动起电极射流。在弧柱中电弧半径 $r_{max} = a$ 处，弧柱轴上的动力压强由

下式给出：

$$P_a = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 a^2} \quad (10.17)$$

在阴极处，电弧直径收缩到小得多的半径 $r_{max} = b$ ，故在轴上的动力压强较大

$$P_b = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 b^2} \quad (10.18)$$

如果径向电弧边界 $b \ll a$ ，那么在点 b 处的动力压强远远大于在弧柱中的动力压强 P_a ，故产生轴向压强梯度

$$\Delta P = P_b - P_a = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2} \left(\frac{1}{b^2} - \frac{1}{a^2} \right) \approx \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 b^2} \quad (10.19)$$

此轴向压强梯度驱使气体和蒸气沿轴离开电极而去。轴向压强梯度的这个抽运作用将吸入从电极旁边流过的外界气体。

使方程(10.19)给出的压强差等于动力学(滞止)压强可以估计电极射流速度，假如电极射流对着一平面的表面滞止下来，会产生一动力学滞止压强， $\frac{1}{2} \rho v_0^2$ ，其中 v_0 是以 m/s 为单位的射流速度， ρ 是以 kg/m³ 为单位的等离子体质量密度

$$\Delta P \approx \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 b^2} = P_b = \frac{1}{2} \rho v_0^2 \quad (10.20)$$

解方程(10.20)可估计射流速度

$$v_0 \approx \left[\frac{\mu_0 I^2}{2\pi^2 b^2 \rho} \right]^{1/2} = \frac{1}{\pi b} \sqrt{\frac{\mu_0}{2\rho}} \quad (\text{m/s}) \quad (10.21)$$

电极射流示于图 10.4，它们的典型速度从每秒几米到每秒几百米。

在电极鞘层中，轴向电场是非常强的，在大约 1cm 范围内，电极区的剩余部分为中等强度，并且，在弧柱中的最低的总的电弧电压可以写为

$$V_1 = V_c + V_A + \int_{d_1}^{L-d_A} E dz \quad (10.22)$$

其中 V_c 和 V_A 分别是阴极和阳极电位降。通常，任一电弧必须有最小的总的外加电压 V_1

$$V_1 \geq V_c + V_A \quad (10.23)$$

否则电弧就会熄灭。这个关系对于轴向分段电弧的设计和稳定化是重要的。

10.3.3 热电弧辐射

运行于一个或一个以上大气压力下的电弧放电经常是处于热力学平衡的，因而像黑体一样辐射。这导致它们在照明装置中的应用，当应用于工业过程，如焊接时成为紫外辐射的职业危害。在一个热力学平衡的媒质中不存在净功率流，而且光子平均自由程小于媒质尺度。因此，媒质表面象黑体一样辐射，按照普朗克辐射定律，黑体辐射为

$$\frac{dM_r}{d\lambda} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{h c / k T \lambda} - 1} \quad [\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{m})] \quad (10.24)$$

其中 M_r 是辐射出射率，以 W/m² 作单位， λ 是以 m 作单位的辐射波长。由方程(10.24)得到示于图 10.8 上的作为波长函数的辐射出射率分布。在很短的波长处辐射趋向于零，在

λ_{\max} 处上升到最大值, 而后在较长的波长处, 辐射减少渐近地趋向于零. 微分方程(10.24)并使微商等于零, 可以确定最大发射的波长为

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{4.965kT} \quad (\text{m}) \quad (10.25)$$

太阳是一个约 5700K 的黑体辐射的等离子体. 在那个温度下, 其最大发射的波长是在人类和其他的动物的眼睛最敏感的波段的中央, 这是由于我们的眼睛已进化到能最有效地利用太阳光子发射的结果. 在 2500K 的灯丝温度, 白炽灯泡最大发射的波长位于红外波段, 所以对于照明而言, 浪费了其中的大部分光子. 焊接和另一些电弧的电子动力学温度典型值为 1~2eV, 即在 11000 和 22000K 之间, 其中最大发射的波长是在紫外区.

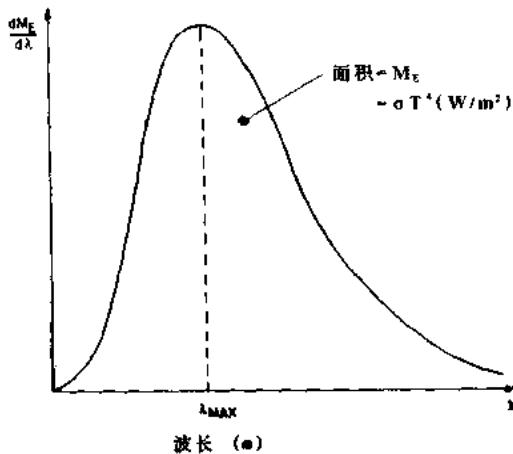


图 10.8 辐射出射率的普朗克分布函数, 每平方米辐射功率(W)和单位微分波长增量对辐射波长(m)的函数关系

电弧或其它黑体的辐射出射率, 可以由图 10.8 曲线下的积分面积求出:

$$M_e = \epsilon \int_0^{\infty} \frac{dM_e}{d\lambda} d\lambda \quad (\text{W/m}^2) \quad (10.26)$$

式中, 参数 ϵ 是灰体因数或灰体系数, 在 0~1.0 范围内变动. 这个系数是考虑了很多电弧和其它辐射能源, 由于表面污垢、湍流等影响, 其发射并不像黑体那样有效地使用. 把方程(10.24)代入方程(10.26)并完成积分, 就获得了斯特藩-玻尔兹曼辐射定律

$$M_e = \epsilon \frac{2\pi^5 k^4 T^4}{15 h^3 c^2} = \epsilon \sigma T^4 \quad (\text{W/m}^2) \quad (10.27)$$

用 σ 代表的常量集合是斯特藩常量, 在 SI 单位系统中由下式给出:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15 h^3 c^2} = 5.6705 \times 10^{-8} \quad [\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)] \quad (10.28)$$

低于 1 个大气压强的电弧经常不是热力学平衡的, 而是仅仅满足动力学平衡的条件. 在这样的电弧中, 电子总体是动力学平衡的且可用麦克斯韦-玻尔兹曼分布来描述. 但是, 如果光子平均自由程大于等离子体的尺度, 这样的电弧不能够像黑体一样辐射. 对于一个电弧放电, 假如它是热力学的或动力学平衡的, 方程(10.27)表示的是它辐射出的功率的绝对值的上限.

10.3.4 电弧的模拟

电弧模拟中的问题通常被近似当作流体动力学过程来处理而不是单粒子运动方程或者是洛伦兹或克鲁克模型(Lorentz 或 Krock 模型). 在用质量、动量和能量守恒的流体动力学方程模拟电弧时, 常假设电弧是轴对称的且不是时间的函数.

这些模型中最简单的一个是电弧的径向功率平衡模拟. 假设所有的热量都由等离子体中的焦耳热产生, 所有的损失是由于径向热传导 κ 而产生的径向损失. 这就给出功率平衡

$$\sigma E^2 = - \nabla \cdot (\kappa \nabla T) \quad (10.29)$$

其中 σ 是电导率. 假如径向电场 E 是常量或是半径 r 的连续函数, 假如不存在电弧参数的轴向变化, 并且假如温度 T 仅仅是 r 的函数, 可从方程(10.29)得到 Elenbaas-Heller 方程

$$\sigma E^2 = - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \kappa \frac{dT}{dr} \right) \quad (10.30)$$

除非作出进一步的假设, 即使是这样一个简化了的方程要求解析解也是非常困难的. 抛物线模型中假设电导率 σ 和热传导率 κ 不是动力学温度 T 或半径 r 的函数(通常, 这不是一个好的假设). 如果进一步假设温度的边界条件是:

在轴上为

$$T(r=0) = T_0 \quad (10.31a)$$

和在壁上为

$$T(r=a) = T_w \quad (10.31b)$$

其中 T_w 是器壁温度, Elenbaas-Heller 方程方可积分, 获得

$$T_0 = T_w + \frac{\sigma E^2 a^2}{4\kappa} \quad (10.32)$$

这个方程式和其简化的模型包含着关于电弧的重要的事实; 如果电弧的边缘被冷却($\kappa \rightarrow 0$), 则电弧的中心温度将增加以维持电弧平衡. 此模型还预言轴上的温度与每米轴向长度电弧功率消耗成比例.

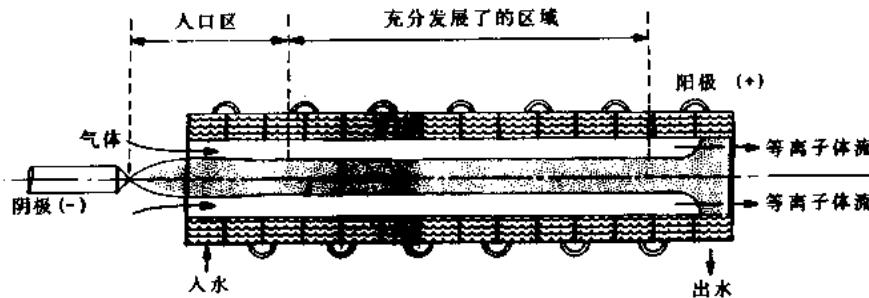


图 10.9 Pfender(1978)研究的壁稳电弧放电的示意图

已经发展了的更精细的模型计入了黑体和线辐射, σ 和 κ 对半径和温度的函数关系以及像粘滞性之类的气体动力学效应. 然而, 这种细致的模型是在克服电子计算机运算困难上付出了巨大的代价换来的. 现在, 大多数电弧模型是计算机程序而不是解析公式. 作为一个例子, 在图 10.9 上示出 Pfender (1978)提出的一个壁稳电弧的计算模型, 并且在图 10.10 中给出了相应的计算性能参数.

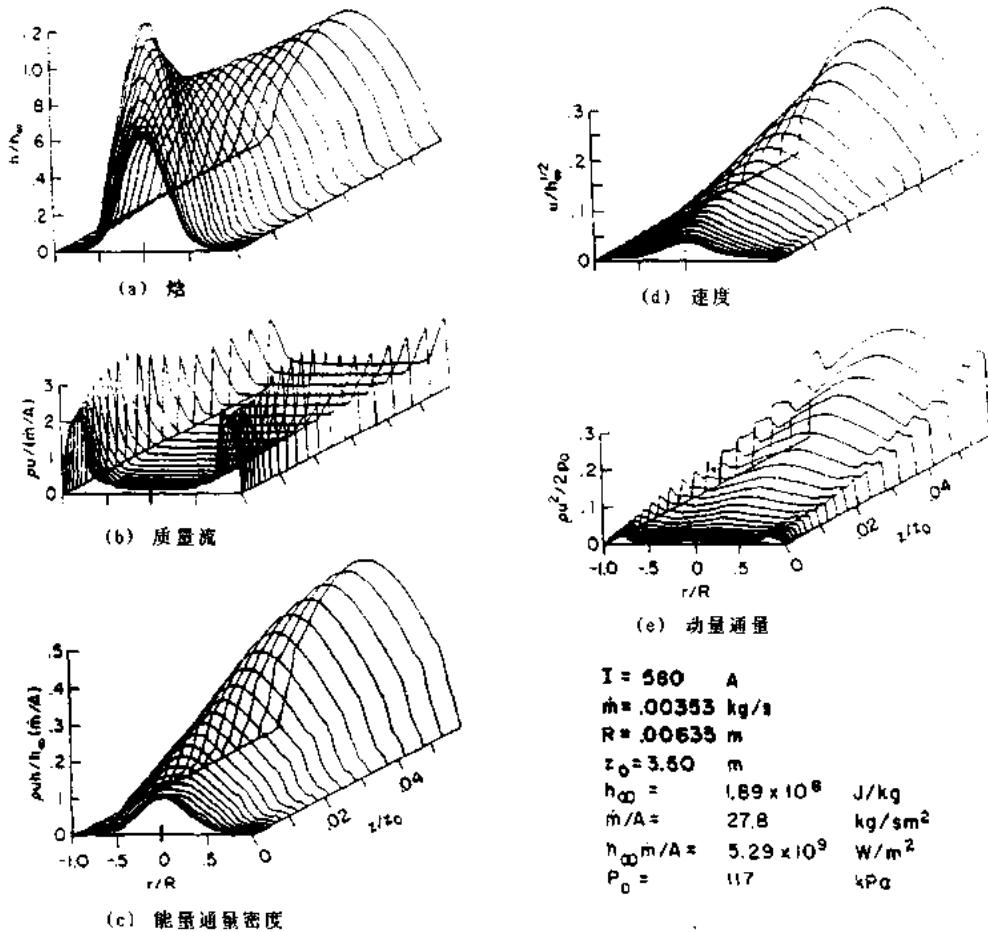


图 10.10 对于在图 10.9 中所示的壁稳氮气电弧由 Pfender(1978)计算所得的气体动力学参数

当用为聚变研究而研制的十分复杂的等离子体诊断仪研究电弧放电时,时间和空间分辨测量揭示,电弧是轴对称的,或其特性是与时间无关的假设几乎没有什么道理.

应用聚变诊断学原理对低压强非热电弧几何形态的一个早期研究示于图 10.11 中.这个电弧用称为重粒子束探测(Jobes et al., 1969)的时空分辨等离体诊断方法进行了考查.电弧运行于近似 1Torr 压强下.重粒子束探测系统具有几百千赫兹的时间分辨能力和毫米级的空间分辨能力.图 10.12 是在一特定瞬间电子数密度分布的三维轮廓.在这个图中展示的像山脉一样的结构围绕的图上指出的旋转中心以约为 185kHz 的频率旋转.于是,无论是电弧的瞬时形貌还是它的动力学都不是轴对称的,并且它们也不是与时间无关的.

意味深长的是:第一次且几乎是唯一的一次把重粒子束探测应用于具有潜在工业价值的非热电弧上,就发现过去应用于理论上描述电弧的许多普通常用的假设并不适用.对于热电弧和非热电弧放电中的物理过程的进一步了解需要时间和空间分辨测量以及更复杂的诊断学和物理模拟,而不是复杂性日益增加而其输入假设并不反映电弧放电的根本物理真实的计算机模拟.

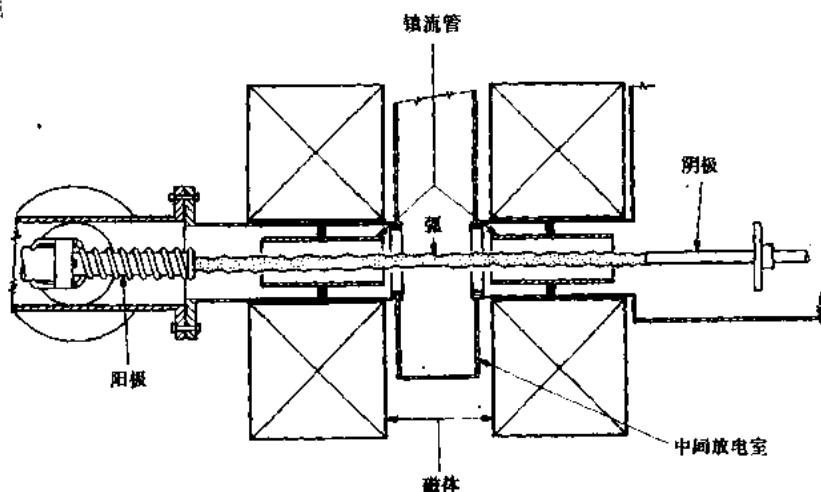


图 10.11 Hickok et al. (1969)用重粒子束探针诊断技术诊断的氢气低压强真空电弧

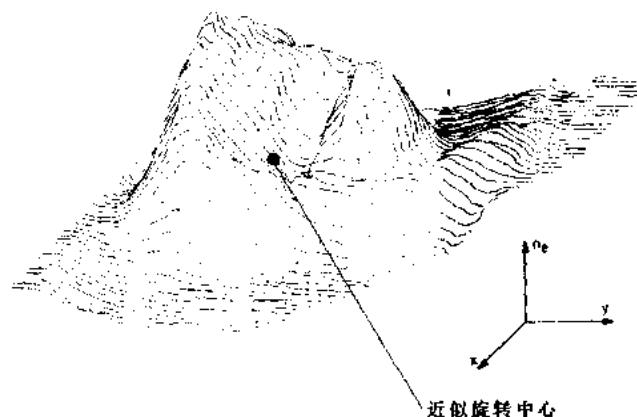


图 10.12 图 10.11 所示的直线低压强氢气弧中电子数密度的三维时间-空间分辨率图. 其中标出了近似的旋转中心. 所展示的结构以频率 185kHz 绕此轴旋转

10.4 电弧运行的实例

为了具体起见, 我们将再考查一下在文献中已发表的一个非热低强度电弧和一个高强度热电弧的运行特性. 对于非热电弧我们选用 Ayrton(1902)的经典数据. 这些数据是在空气中用碳电极、一个大气压的非热电弧取得的, 其中电极间距是参量. 对于热电弧, 我们考虑 Eberhart 和 Seban(1996)的 1 个大气压氯电弧的特性.

10.4.1 H. Ayrton 的非热电弧

在 1902 年由 Mrs. Hertha Ayrton 夫人发表了 1 个大气压下空气碳电弧电压-电流关系. 图 10.13 示出了以电弧长度作参数的这些数据(Ayrton 1902, p177). 注意, 低电流时,

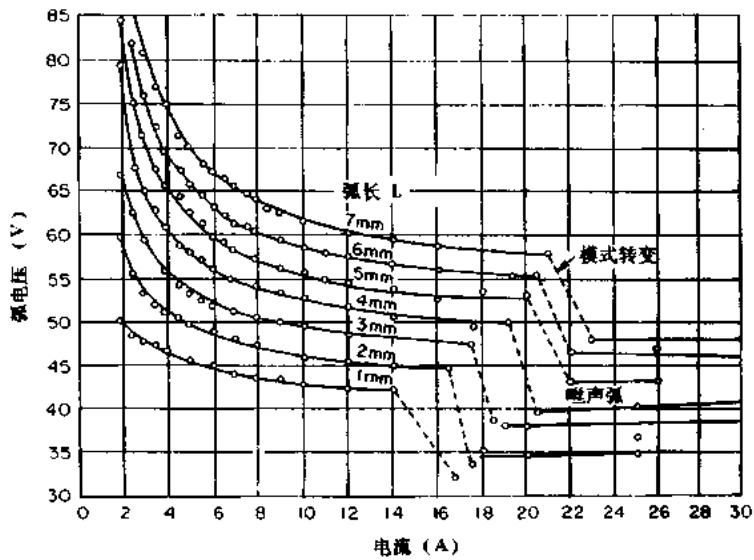


图 10.13 Ayrton(1902)报告的一个大气压空气中的碳电弧以不同电极间距的电压-电流特性

注意,图中左边的负阻抗特性和在较高电流时的模式转换

数据单调减小几乎成双曲线的特性,而在高电流时,转变为被称谓的“噪声”电弧.这是由于运行在大气时的噪声而得名的.据此,她提出了现以 Ayrton 命名的公式

$$V_A = C_1 + C_2 L + \frac{C_3 + C_4 L}{I} \quad (V) \quad (10.33)$$

其中 C_1 到 C_4 是常数, L 是弧长, I 是总的电弧电流(Ayrton 1902,p1861)

稍晚些时候,Nottingham(1923)的研究发现;对恒定长度的大气电弧,电压-电流关系能用现已知名的 Nottingham 方程式来描述:

$$V_A = A + \frac{B}{I^n} \quad (V) \quad (10.34)$$

对于在大气压下的碳电弧,在各种气体中的常数 n 列于表 10-2 中.对于气体和电极材料的不同组合,Nottingham 方程式,即方程(10.34)中的指数 n 是阳极材料蒸发温度的线性函数(Nottingham 1926),

$$n = 2.62 \times 10^{-4} T_e \quad (10.35)$$

其中 T_e 以 K 为单位.这个效应的数据示于取自 Cobine(1958)的图 10.14 中.注意,对于碳阳极指数 $n=1.0$,这与 Ayrton 方程(10.33)一致.现在还不知道为什么指数 n 有图 10.14 中所示的直线关系,也不知道为什么阳极的蒸发温度是决定性参量,而不是直观上预料的应与发射电子的阴极的某些性质有关.Suits(1934)稍晚些时候指出,这个关系式对某些电弧并不成立.

表 10-2 在大气压强下、各种气体中的碳电极,轴向电场公式

Nottingham 方程式中的指数[取自 Suits(1934)]和 m 的值

气体	Hg	Ar	N ₂	空气	CO ₂	He	H ₂ O	H ₂
* k	0.26	0.54	0.60	0.60	0.60	0.73	0.59	0.70
m	—	0.16	0.31	—	—	0.20	—	0.32

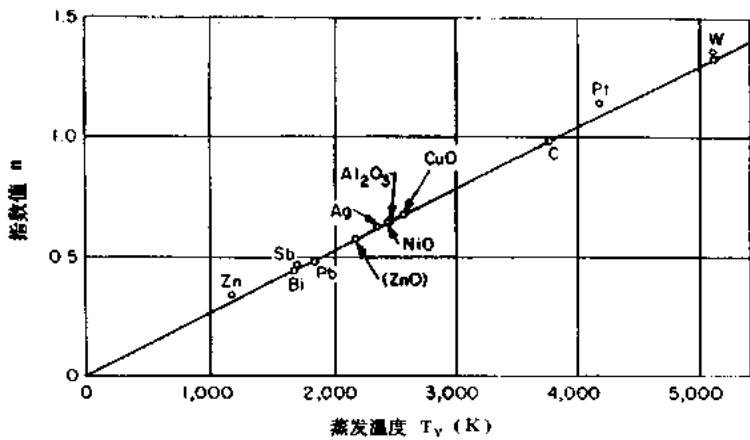


图 10.14 Nottingham 关系式中的指数 n 与阳极材料蒸发温度的函数关系

10.4.2 轴向电场

对工业上感兴趣的电弧放电，关键参数是总功率消耗，它与电弧正柱区中轴向电场紧密相关。就轴向电场作为电弧电流、电弧运行压强和气体种类的函数，进行了广泛测量，能够总结出轴向电场的唯象学方程：

$$E = C_0 \frac{P^m}{I^k} \quad (\text{V/m}) \quad (10.36)$$

其中指数 k 和 m 在表 10-2 中给出。对于很多感兴趣的气体，包括空气，轴向电场是电弧电流的递减函数。对于特定的气体和在恒定电流下，电场通常随本底压强而增加。电极材料对轴向电场的作用是比较小的。

10.4.3 Eberhart 和 Seban 的热电弧

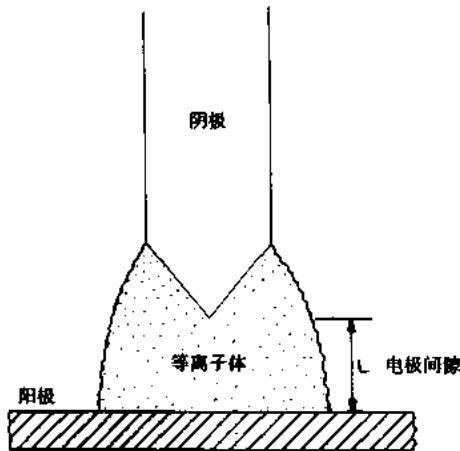


图 10.15 Eberhart 和 Seban(1966)报道的氢气热电弧示意图

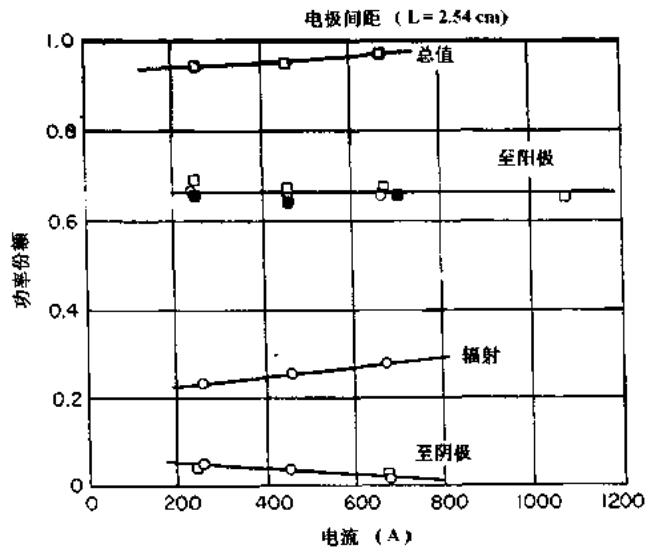


图 10.16 Eberhart 和 Seban(1966)的热电弧数据,给出高功率热氩气电弧的输入功率沉积在阴极及阳极上的份额以及向壁上辐射的份额

作为热电弧的一个例子,我们考查 Eberhart 和 Seban(1966)就阴极和一平面阳极之间的氩电弧较近期所做的工作,其几何形态示于图 10.15 中。此电弧在氩气中,在阴极位于接地阳极平面上 2.54cm 处的阴-阳极间运行。图 10.16 展示其各部分功率流份额的数据,包括输入功率到达阴极的份额,变成辐射转到壁上的和送到阳极的份额。在图 10.16 中画出的三个份额加起来为图的顶部的总数,此总数与单位 1 之间的差代表测量误差。在此情形中,仅小部分功率进入阴极,超过 60% 的功率送到阳极,并且约 25% 到达器壁以辐射的形式出现。大量的热量沉积于阳极上是由于阴极射流的原因。这是高功率热电弧的特征,由于比较大的功率沉积阳极上,因此冷却阳极是必不可少的。而在某些应用中,像焊接,如果阳极是工件,此热量沉积恰是所需要的。

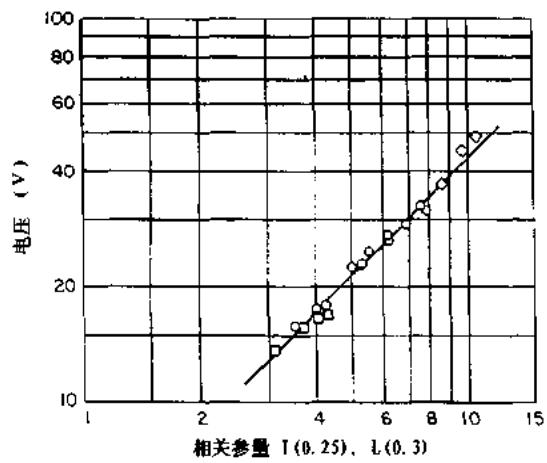


图 10.17 Eberhart 和 Seban(1966)发现的氩气中高功率热电弧,电流-电压关系。这个关系式在为弧长 5~31.5mm; 电流 200~2300A; 输入功率为 4~97kW 的整个范围内均成立

Eberhart 和 Seban 对他们的电弧电压-电流特性找出了一个唯象学的关系, 其特性曲线示于图 10.17. 他们对至少三个不同的阳极到阴极间距 L 值做了实验, 并且发现电压-电流关系可写作:

$$V = 17.1I^{0.25}L^{0.30} \quad (\text{V}) \quad (10.37)$$

其中 I 以 A 作单位, L 以 m 作单位. 这个关系把他们的实验数据在对数-对数图上归纳成具有 45° 斜率的直线, 此外还把在他们的文章中引用的运行于其它类型热电弧的两位研究者报道的数据联系起来, 发现方程(10.37)在整个范围为 $0.5 \leq L \leq 3.15\text{cm}$; $200 \leq I \leq 2300\text{A}$; 和 $4 \leq VI \leq 97\text{kW}$ 有效. 变换一下方程(10.37), 由此关系给出的电流可被写为

$$I = \frac{1.164 \times 10^{-5}V^4}{L^{1.2}} \quad (\text{A}) \quad (10.38)$$

这个方程预示, 在电弧区的高强度热电弧段中, $I-V$ 曲线很平坦, 电流是与电弧电压的 4 次方成比例. 现在还没有可预言此函数关系的理论.

10.5 电弧的电源

10.5.1 电源

电弧运行要求有功电流而不是位移电流, 它由交流或直流电源提供给电极. 尽管在 kHz 交流频率下也能维持电弧, 供交流电弧的电源无论是 50 还是 60Hz 其电源频率是不变的. 除了应用于照明装置的电弧之外, 对工业热电弧的典型交流电源运行在几百千瓦或兆瓦水平上, 可以是单相但更常用的是三相, 由开关装置、降压变压器和电感器和/或滤波器构成以保证电力品质.

电力品质对高功率交流电弧是一个主要的问题. 例如, 假如交流电弧炉的一相断电, 这可能在配电电路内产生能影响整个电网的电气扰动. 于是交流电弧的稳定性和滤波, 在对电气设施的电力品质更严格要求的今天, 其重要性与日俱增. 电弧的交流电源典型价格是每瓦 3~20 美分^{***}, 由于电费率比较弱的反比关系^{***}, 这些比价有规模经济性倾向.

直流热电弧和高强度工业电弧, 典型功率电平在千瓦到几十千瓦范围内. 直流热电弧的电源需要开关装置、变压器、调节器和整流器. 为满足稳定性和/或电力品质的要求, 滤波和/或镇流也许是必要的. 对于直流非热电弧的电源, 除了热电弧所要求的设备之外, 不需要图 10.18 中所示的为稳定电弧的一类镇流电路. 如图 10.13 的 Ayrton 数据图所示, 为满足大多数非热电弧的负阻抗特性, 镇流电阻 R 是必要的. 有时也用电感镇流. 数千瓦直流电源的电费率为每瓦 10 分到每瓦 50 分^{***}.

10.5.2 非热电弧的电气稳定性

电弧经常要求某种形式的电气稳定性, 为的是应付非热电弧的负阻抗特性或为应付所有类型电弧中都可发生的模式转变. 非热电弧典型的安排是示于图 10.18 中的电阻镇流系统. 在此回路中, 在电源电压 V_0 和弧端电压 V_1 之间的关系为

^{*} 所指为指数 $I-V$ 曲线. ——译者注

^{**} 原文如此, 应为千瓦小时. ——译者注

^{***} 用电越多, 单位电价越低, 这是发达国家普遍的做法. ——译者注

$$V_1 = V_0 - IR \quad (10.39)$$

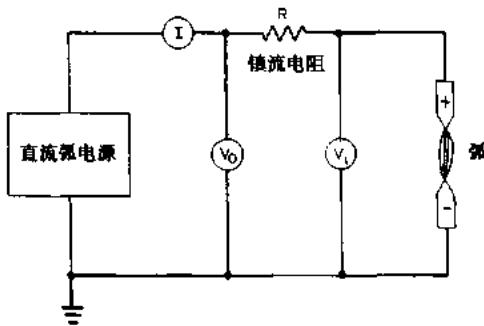


图 10.18 非热电弧的电气稳定. 镇流电阻 R 有时可用一电感代替以稳定电弧电流

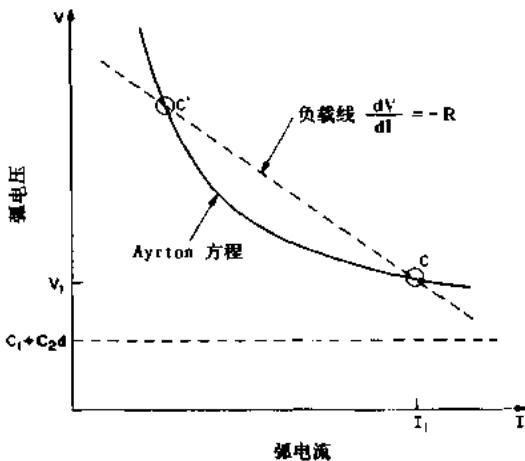


图 10.19 非热电弧的稳定, 典型的电流-电压特性表示为实线; 图 10.18 中的稳定化电路的负载线通常与特性曲线有两个相交点; 其中点 C 是稳定运行点

对于非热电弧, 电压-电流关系示于图 10.19, 其中由 Ayrton 关系给出的准双曲线由实线表示. 图 10.18 的电路给出的负载线为从方程(10.39)得到的直线

$$\frac{dV_1}{dI} = -R \quad (10.40)$$

方程(10.40)在图 10.19 上以虚线的形式表示. 方程(10.33)的 Ayrton 关系通常与这条负载线在两点相交, 使方程(10.39)和方程(10.33)相等,

$$V_1 = C_1 + C_2 L + \frac{C_3 + C_4 L}{I} = V_0 - IR \quad (10.41)$$

这个方程有 I_1 和 I_2 两个解, 在图 10.19 上给出点 C 和 C' . 如简短的直观分析将表明的, 点 C' 是不稳定的. 当考夫曼稳定性判据(Kaufmann Stability Criterion)被满足时, 也就是当

$$\frac{dV_1}{dI} + R > 0 \quad (10.42)$$

或

$$R > \left| \frac{dV_1}{dI} \right| \quad (10.43)$$

时,图 10.18 的线路是稳定的.在点 C 而不是在点 C',可满足方程(10.43)的条件.

10.6 电弧的引燃机制

电弧,因为它们要求或是热电子发射或是场致发射,故难以启动. 经过了若干年,已研究出许多引燃机制,可将它们归并为三个主要方法. 第一是电气击穿,在图 10.1 的电流-电压特性曲线上是从 G 点到点 J 发展的过程. 这是一个愚蠢蛮干的方法,要把电极上的端电压增加到足以引起辉光放电转移到电弧放电的值. 这个引燃电弧的方法因电极上的高电压会带来安全危害,并且对电源的要求很苛刻,它必须有高的引燃电压以及在低电压下为维持电弧稳态所要求的高电流.

第二个主要的引燃机制是“拉弧”,包括简单地分离起始时处于接触中的电极. 这必定在小的凹凸不平处或接触点上引起高电流密度,局部地加热这些点并提供为维持电弧所需要的热电子发射.

最后,还有各种广泛应用的,以电极间隙的外部电离为基础的引燃机制. 这些机制包括由电感或特斯拉线圈提供的射频火花;由仔细地在电极间放置单根线或简单的一束钢棉夹构成极间爆炸线,为单次放电方法;用像火花塞之类的等离子体枪;使用包括 α 和 β 源的电离辐射;用紫外线、X 射线或 γ 射线辐照电极,以及用高能量激光辐照电极等. 电弧或许也可由较小的等离子体喷射引燃,它可能适合于高功率气体加热器,在这个加热器中电极间距是比较大的;最后,电弧或许可以像火柴那样用火焰中的化学电离所引燃.

10.7 实用的电弧结构

在这一节中,我们将讨论各种已发现工业用途的多种电弧结构. 直线电弧通常是热电弧,其它是高功率热电弧.

10.7.1 直线电弧

我们首先讨论直线电弧,这些电弧通常是轴对称的,运行在大体上成直线形态结构的两电极之间. 直线电弧中最基本的是自由燃烧电弧,图 10.20 中表示的是水平的和垂直的两种形态. 这种电弧的原始形状在 19 世纪头几年中首先为 Humphrey Davy 爵士观察到. 热气体浮力引起水平的直线电弧向上弯曲,拱形的电弧形貌被取作它的名字“弧”. 当自由燃烧电弧如图 10.20 右图所示以竖直的结构运行时,为了更好地平衡两个电极上的热负荷,通常将阴极放在顶部. 在重力作用之下,有浮力的热气体上升并积累增大了阴极上的热负荷;与此相反,把阴极放在顶部,由于阴极射流所造成的热负荷在阳极上将不再增加上部电极的热沉积.

图 10.21 所示为受阻的电极稳定电弧. 假如电极之间的距离是如此之小,以致不存在弧柱,并且电极鞘层和流区接触,那么这个电弧就称受阻. 在这样的电弧中,典型值 $L \approx 1\text{mm}$, 电极之间外加的电位 V_1 必须大于阳极和阴极的电位降,否则电弧将熄灭.

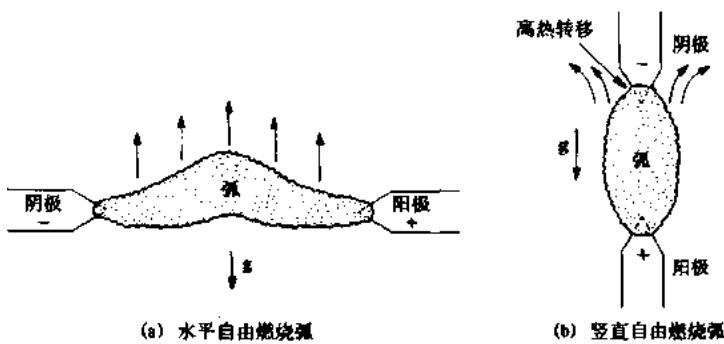


图 10.20 自由燃烧电弧的两种形态：
水平电极(左); 垂直电极(右)

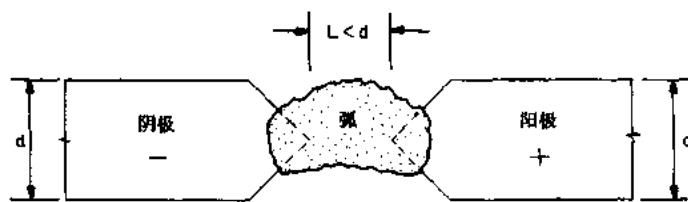


图 10.21 受阻的电极稳定电弧

最广泛应用于气体加热的弧多半是壁稳电弧,两类这种电弧示于图 10.22 中。壁稳电弧的几何结构以轴向的阴极和一个同轴空心阳极构成。这个安排一般是轴对称的。电弧稳定化的物理机制是基于 Elenbaas-Heller 方程式,方程(10.32)阐明:如果电弧在其边缘上被冷却,那它在轴上的温度就上升。如最初为轴对称的弧柱被扰动,趋向于同轴的器壁,如在图 10.22(a)中那样,那么电弧的边缘将冷却并且在轴上的气体温度将变热上升。在轴上气体的变热将增加其导电性,因而把电弧拉回到轴上。在图 10.22 中,如用电弧去照明,则部分壁可以是像石英那样的绝缘材料。高功率气体加热应用中,圆筒阳极应进行水冷。

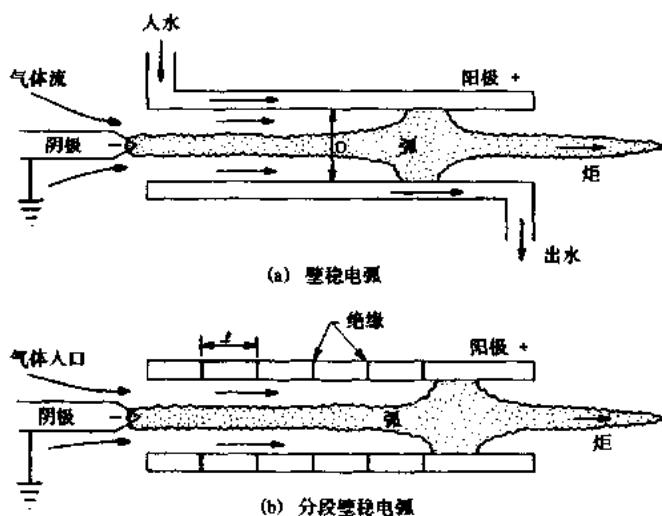


图 10.22 壁稳电弧的两种结构形态
(a) 单一的同轴阳极;(b) 分段阳极,每段轴向宽度为 l

在图 10.22(a)所示的结构中,电弧能够附着在沿阳极轴的任何点上,导致轴向附着点潜在的不稳定性,如果电弧附着点距阴极太远可致使周围气体流加热不充分. 常常用同轴气流把附着点推向远离阴极的阳极圆筒末端,但是,更好安排是示于图 10.22(b)中的分段壁稳电弧. 这种形式的壁稳电弧中,阳极壁还是被水冷,但电气上的分段和隔离提供了轴向电压的线性降低. 调节分段的轴向宽度使它们的长度 L 不超过从一段到下一段触发电弧所需要的值,即

$$\int_0^L E dz < V_A + V_c \quad (10.44)$$

如果满足了方程(10.44),那么在轴向各段之间的任何电弧触发将被阻断,使它不能在触发处形成,迫使电弧附着到右边终端处的较宽的部分. 此安排的好处是可消除任何电弧位置轴向不稳定,还可把电弧长度伸展足以保证对通过电弧的流动气体的热焓增加最大. 为使壁稳电弧有效,管直径 D 应小于在该位置没有壁时电弧的直径,也就是说,应比同样功率的自由燃烧电弧直径小. 壁稳电弧在气体加热、照明和其他方面有广泛的应用.

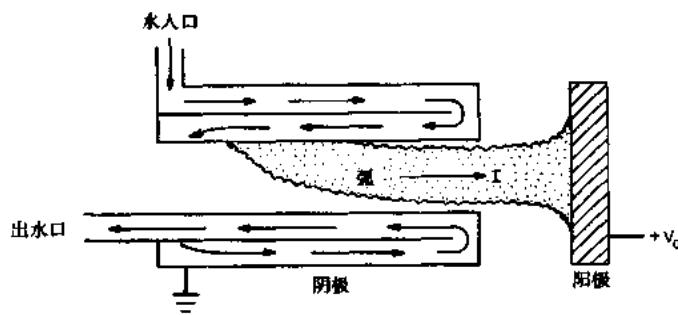


图 10.23 转移弧结构形态. 电弧起始于水冷空心阴极的内壁,电流流向一个外置阳极

带有非消耗阴极的转移弧示于图 10.23. 这是电弧技术中比较近期的发展,用于冷却的场致发射阴极运行的高功率电弧. 在这样的电弧中,电气回路仅仅通过电弧转移到外部阳极上形成回路,外部电极可以是废金属浇注的盘或铁水包,或者是某些希望把大量的能量转移给它的电导体. 这个形态结构,可以运行于几兆瓦电平的热发射阴极,工作时间为几百或几千小时,这对于运行于空气中未冷却的炽热阴极是不可能的. 图 10.23 的转移弧,在金属熔融和精炼中正获得日益普遍的应用. 示于图 10.23 中的电弧弧根在阴极表面上移动,进一步减小了阴极热负荷并增加了部件的寿命. 由于阳极接受来自阴极射流的热沉积,所以把被加热的物体用作阳极.

有时壁稳电弧的水冷是非常困难的,因此,尝试采用图 10.24 所示的气化-稳定电弧结构形式来降低壁稳电弧中的热传递问题. 这是一种典型的分段壁稳电弧,但是,取代先前壁稳电弧中从端部同轴地引入冷却及稳定气体,而代之以在气化-稳定电弧中,通过两段之间的环形槽口注入附加流体(可以为气体,也可以为流体),以保持阳极中间段落的冷却并延长寿命. 流体气化后变成了电弧热的工作气体的一部分.

在高功率电弧形态结构中,阴极可以在多种形式中任选一个,其中之一示于图 10.22 中,是固体阴极,示于图 10.23 中的水冷空心阴极是另一个,而示于图 10.24 中的空心阴极形态是第三个. 在图 10.24 的空心阴极形中,电弧弧根于阴极的内表面上,弧根在那里

绕轴旋转，这个安排普遍降低了热传递，改善了可靠性并增加了硬件寿命。

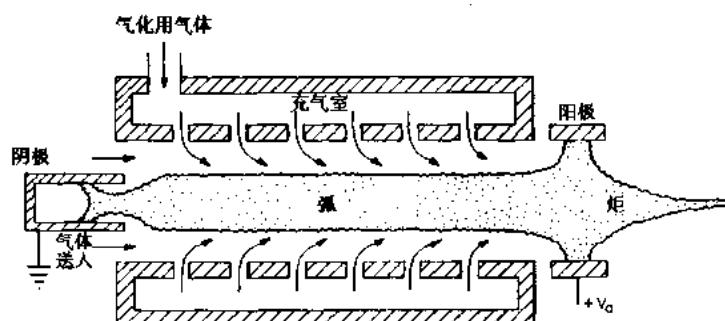


图 10.24 蒸发气化稳定电弧。弧柱维持在中心位置，冷却水或气体从径向朝内注入

另一种高功率直线电弧结构是示于图 10.25 中的同轴流或气体动力稳定电弧。在同轴气体流稳定电弧中，阳极表面径向远离电弧不足以提供壁稳定化作用。固体壁弧稳定化的作用为沿电弧外表面的同轴气体流所代替。只要此同轴气流保持为层流，电弧是稳定的，且大大减少了到周围器壁的热传递等有关问题。

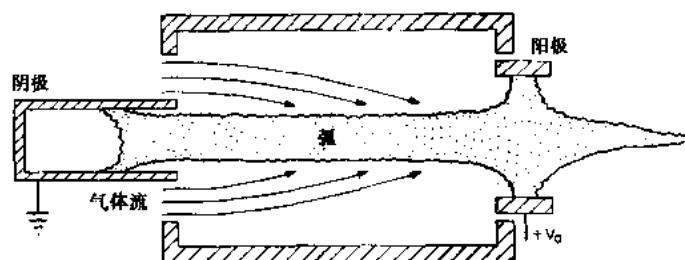


图 10.25 带轴向层状气流的同轴气流稳定电弧

与此有关的一个直线电弧形态是示于图 10.26 中的旋流稳定电弧。这个电弧与同轴气流稳定电弧基本原理相同，其中，器壁径向离开电弧足够远，在稳定电弧方面很少起作用。代之以多切向注入的涡旋气流来稳定电弧，气流使电弧边缘冷却并使它约束在轴上。用于旋流稳定的流体可以是液体或气体，这些电弧被用于工业目的光源时，两者都被应用过。旋涡流在减少到壁上的热通量方面是非常有效的。

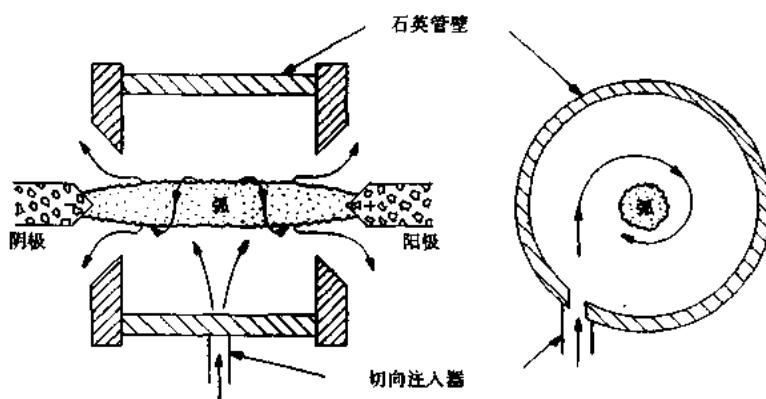


图 10.26 涡旋稳定电弧，其电弧由切向注入的涡旋气体或液体所维持

旋涡稳定电弧的一个变型示于图 10.27 中。这是一气体动力学稳定电弧，其中稳定气体（或液体）靠近阴极切向注入，使电弧圆周方向维持一个旋涡流。该旋涡流冷却电弧的边缘并且把电弧的位置稳定在轴上。

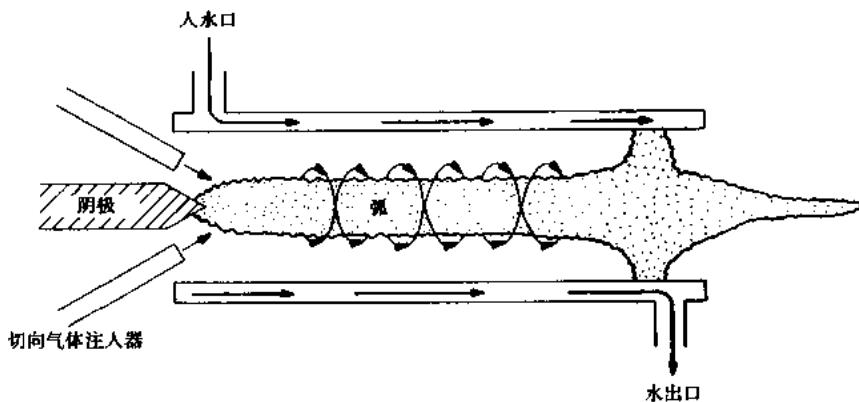


图 10.27 轴向涡旋稳定电弧，在阴极附近装有切向气体注入器

10.7.2 膨胀电弧

尽管大多数工业上应用的高功率气体加热器是基于上面讨论的直线电弧结构形态之一，在另外一些重要工业应用中，包括有毒废物清除、开关装置和等离子体化学，则应用膨胀电弧，我们将讨论它的三个基本形态。

滑动电弧应用于有毒废物清除和裂解等离子体化学。示意于图 10.28 中的滑动电弧由一对向图平面内外两面延伸的电极构成。由示于图 10.29 中的电源给这些电极供电。运转中，跨电极间隙施加高压，引起电极之间流动的气体在间隙的最狭窄部分电击穿。一旦击穿发生，主电源就在中等电压下提供足以产生强力电弧的高电流，电弧在电极的半椭圆形表面上向上膨胀，不断伸长直到不能维持为止。电弧熄灭后重复起弧。这是一种很古老的电弧结构，19 世纪时第一次被研究。在大众科学展览中，有时看到它被称为“索梯”(Jacog's Ladder)。膨胀电弧可提供广泛的化学分解条件，使它对各种形式的等离子体分解化学具有实用价值。关于滑动电弧的最近的工作由 Lesuer 等(1990)报道。

在开关装置中可见到相似的膨胀电弧，图 10.30 中展示出此种电弧的一种变异形式。典型的开关装置中，示于图 10.30(a)中的触点开始是闭合的，表面形状是端部扩张的，其一个边缘正对着两个电极之间灭弧射流。当接触器如在图 10.30(b)那样开启时，膨胀电弧形成并沿着逐渐增加长度的开口移动，直到在周围气体中不再能维持此电弧的长度为止。在许多重负荷开关装置中，用像六氧化硫那样的亲电性气体从等离子体电弧中去除电子或者用对准开启触点之间的气体强射流冷却电弧来加速猝灭。

在金属加热和精炼应用中，日益重要的非转移弧结构形态示意于图 10.31。这个结构形

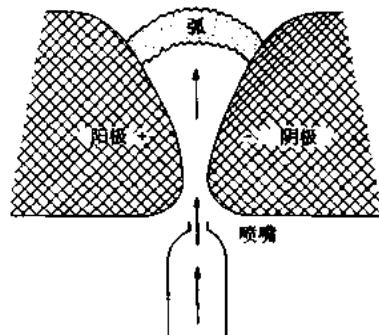


图 10.28 滑动电弧，电弧在窄间隙处引燃并上升，其间隙逐渐增加到某一长度时电弧熄灭

态是壁稳定电弧，在水冷圆筒形结构中有一个圆筒阴极及一个同轴阳极。空心、同轴、圆筒电极由绝缘体分隔开，在阴极和阳极的内表面之间拉弧。为了加热在阳极开口之处的材料，气体沿轴供入并把电弧吹到被加热的材料上。这种非转移弧的优点是， $J \times B$ 力导致弧根绕水冷阴极和阳极表面旋转，它们完全依靠场发射并且造成阴极和阳极表面温度比较低，因此，比高功率电弧炉中标准的白炽石墨电极，有更高的可靠性和更长的寿命。

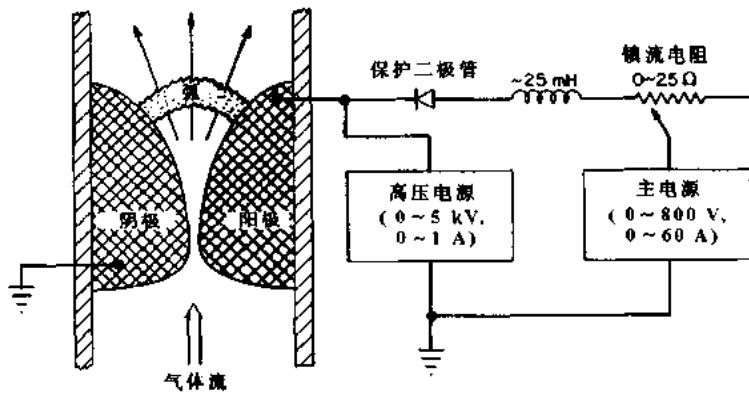


图 10.29 滑动电弧电源. 在狭窄间隙处引燃电弧的高压电源和维持电弧的主电源。

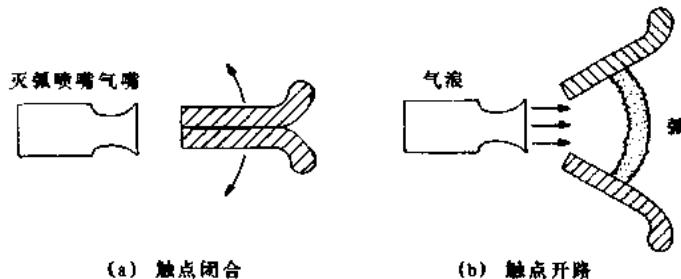


图 10.30 典型的开关装置. 示出了触点断开时的拉弧现象. 同时，在触点间将有电流流通

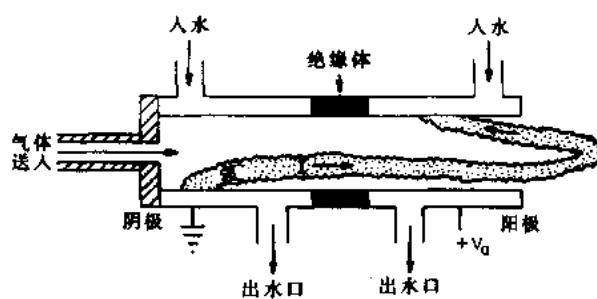


图 10.31 非转移弧. 在同轴形阴极与阳极间引燃的电弧使之与外置的材料接触, 热量即由轴向气流送达此材料

10.7.3 旋转电弧

工业应用中，有着多种多样同轴旋转电弧形态，通常称作电弧射流或等离子体炬的轴

对称非转移电弧的特征示于图 10.32. 这个电弧由轴向阴极和水冷的轴对称阳极连同一个锥形的间隙构成, 电弧以旋转辐条的形式在此隙中形成。通常把工作气体同轴地馈入, 由电弧加热并形成一很高温度的电弧射流, 经常以超声速度向喷嘴下游射出。磁稳定旋转电弧示于图 10.33 中。轴向磁场提供 $J \times B$ 力, 使电弧辐条旋转以避免在阳极上产生高的局部热负荷。一般把轴向磁场用作对壁稳定化或对由工作气体提供的气体动力学稳定化作用的补充。

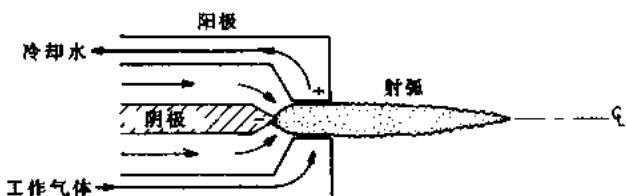


图 10.32 轴对称、非转移、非磁化的电弧射流或等离子体炬, 弧在阴极和同轴阳极之间点燃, 工作气体在通过弧区时被加热

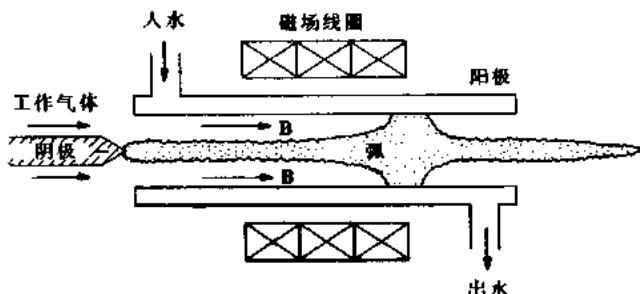


图 10.33 磁稳定电弧。在此几何结构中, 外加轴向磁感应给壁稳定的直线电弧, 以增加附加的位置稳定性

磁稳定电弧的一个非常重要的变型是示于图 10.34 中磁稳定等离子体炬。这种等离子体炬类似于示图 10.32 中的电弧射流, 但具有一与阳极准直的轴向磁镜使磁场最大值在电弧旋转平面附近。同轴地馈工作气体, 通过电弧, 形成向喷嘴下游的强等离子体射流。磁化等离子体炬有许多工业用的变型, 包括气体动力学稳定的、旋流稳定的、器壁稳定的和气化冷却的。等离子体炬应用于等离子体火焰喷涂, 等离子体化学和有毒废物处理。

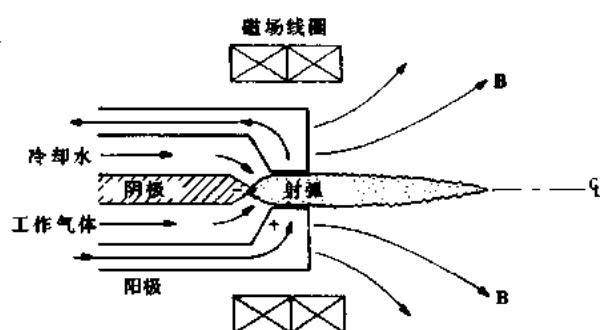


图 10.34 磁稳定等离子体炬。轴向磁场使得电弧在角向急速旋转, 因而可防止电弧滞留和烧毁阳极或阴极表面

上面讨论的电弧通常全是工作于接近一个大气压强的“高压弧”. 而如第 6 章中关于离子源所讨论过的那样,一类真空或工作于 10 托以下的低气压电弧是通过阴极材料的蒸发得以维持;这样的电弧具有高的电离度,常被用于薄膜沉积.

10.8 电弧物理学中的一些问题

正如放电物理学的其它分支一样,这儿也有一种倾向,以为电弧的理论已被充分了解,特别是在回溯到 1806 年悠久的历史时更是如此. 不幸的是,电弧物理的很多问题还未被充分了解,并且许多未知领域是与具有巨大商业重要性的课题相关联的.

电弧物理学一个未解决的课题是电弧的电压-电流关系的理论. 无论是对非热电弧的 Ayrton 关系还是由方程(10.37)给出的 Eberhart 和 Seban 关系都未被解析地证明是正确的,并且决定着这些电流-电压关系的物理过程也还未被验证. 这些关系揭示的函数关系之理论解释,几乎肯定需要在磁化和非磁化两种湍性介质中的等离子体辐射输运的知识;就是在聚变研究领域中,尽管已经超过 30 年的紧张的努力,也还不是现成的,故而与工业等离子体有关的问题尚未解决,就无需惊讶了.

电弧物理学的另一个课题是鉴别造成模式转变的物理过程,像在图 10.13 的 Ayrton 数据所示的模式转变及其它高功率热电弧中也观察到的瞬时模式转变. 直到能鉴别出引起模式转变的物理过程及定量地了解模式转变开始时的判据,电弧的工业应用才可能被很好的懂得.

电弧物理第三个主要课题是与图 10.6 一起讨论的非热电弧的逆向旋转的物理过程. 此逆向旋转运动在非热电弧中已广泛地观察到,但是,使电弧在与 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 力相反的方向上旋转的物理机制仍未了解.

电弧物理学中的第四个主要课题是满足要求的非热电弧的计算模拟. 在一定范围内,热电弧的计算模拟可以说是已被了解了,在包括简单的单原子气体如氩和氦之类的少数情况下,理论和实验之间具有合理的一致性. 但是,已有的成功的计算模拟需满足局部热力学平衡(LTE),计算模型中含有由沙哈方程式和辐射传热的斯特藩-玻尔兹曼辐射定律所施加的强力的制约. 由于非热电弧不是局部热力学平衡的,激发态的分布、电离百分数和在电弧范围中的辐射能量传递都不服从这种直接的分析.

最后,正如上面已间接提到过的,为了理解在实践中观察到的电弧的电流-电压关系,必须更好地去了解磁化的和非磁化的湍流性电弧中的径向输运. 这个课题与磁化等离子体中的径向输运这个更广泛的问题有关,在最近 20 年间,在世界聚变研究计划中,它已是主要的障碍. 目前,起伏引起的输运在电弧和工业等离子体,以及在聚变等离子体的径向输运中似乎起作用了.

参 考 文 献

- Ayrton, H. 1902 *The Electric Arc* The Electrician Printing and Publishing Co. (New York: D. Van Nostrand).
Bennett, W. H. 1934 Magnetically Self-Focusing Electron Streams *Phys. Rev. ser 2* 45 890—897.
Brown, S. C. 1966 *Introduction to Electrical Discharges in Gases* (New York: John Wiley).
Cobine, J. D. 1958 *Gaseous Conductors* (New York: Dover Publications).
Eberhart, R. C. and Seban, R. A. 1966 The Energy Balance for a High Current Argon Arc *Int. J. Heat and Mass Transfer* 9 1031—1040.

Transfer **9** 939–949.

- Gross, B., Grycz B. and Miklossy K. 1969 *Plasma Technology* (New York:American Elsevier) LCCCN 68-27535.
- Hirsh, M. N. and Oskam H. J. (ed) 1978 *Gaseous Electronics* vol I *Electrical Discharges* (New York: Academic Press) ISBN 0-12-349701-9 (this book contains several chapters on arcs by different authors).
- Jobes, F. C., Marshall J. F. and Hickok R. L. 1969 Plasma Density Measurement by Ion-Beam Probing *Phys. Rev. Lett.* **22** 1042–1045.
- Lafferty, J. M. (ed) 1980 *Vacuum Arcs, Theory and Application* (New York:John Wiley) ISBN 0-471-06506-4.
- Lesueur, H., Czernichowski A. and Chapelle J. 1990 *Electro-Heating with a Gliding Arc* private communication.
- Nottingham, W. B. 1923 A New Equation for the Static Characteristic of the Normal Electric Arc *A. I. E. E. Journal* **42** 12–19.
- Nottingham, W. B. 1926 Normal Arc Characteristic Curves: Dependence on Absolute Temperature of Anode *Phys. Rev.* **28** 764–768.
- Pfender, E. 1978 Electric Arcs and Arc Gas Heaters, in: Hirsh M N and Oskam H J (ed) *Gaseous Electronics* vol I *Electrical Discharges* (New York: Academic Press) ISBN 0-12-349701-9 chap 5, pp 291–398.
- Roth, J. R. 1986 *Introduction to Fusion Energy* (Charlottesville, VA: IBIS Publishing) ISBN 0-935005-07-2.
- Suits, C. G. 1934 Experiments with Arcs at Atmospheric Pressure *Phys. Rev.* **46** 252–254.
- Tonks, L. and Langmuir I. 1929 A General Theory of the Plasma of an Arc *Phys. Rev.* **34** 876–922.
- Von Engel, A. 1965 *Ionized Gases* 2nd edn (Oxford: Oxford University Press) chap 7.

11 气体中的射频感应放电

前面三章研究的直流放电说明了放电的“电气路径”,即从电流引出的“实在电流”(true current)以电子或离子流动的形式流向电极。这种放电的物理过程受轴向直流电场支配。当把50或60Hz的低频交流电压加到电极上时情况也不会有大的改变。由于外加频率的周期比等离子体中多数物理过程的时间间隔长得多,这种放电可以当作直流放电来处理,前面三章所描述的现象和理论同样适用。

然而,当外加频率足够高时,振荡周期将可以与电子或离子(特别是离子)跨越等离子体和电极间的鞘层所需的时间相比拟。在这样的射频(RF)下,注入功率与等离子体的互作用几乎完全受位移电流而不是实在电流支配,因而物理过程就完全不同了。

11.1 引言

在要求数十千瓦到几个兆瓦的工业应用中,直流电源的成本在每瓦10到50美分之间。而高频功率电源,典型成本在每瓦1至5美元之间。尽管高频电源的成本比直流电源高出许多,它还是获得了许多工业应用,主要是因为高频电源的优点超过了它较高的成本。高频电源最重要的优点之一是:它与等离子体的互作用是通过位移电流,而不是传导电流,因而无需电极与等离子体相接触即可实现互作用。这对于许多应用,特别是产品纯度的控制是一重要因素时,电极引起的污染是一严重的缺点。没有携带电流的电极与等离子体相接触,还可改善其可靠性、生产重复性、等离子体反应器本身的寿命及产品的质量。

11.1.1 射频与等离子体互作用的模式

射频功率与等离子体的互作用可通过电感、电容耦合方式,或像微波等离子体互作用那样的准光学方式进行。本章和后面两章将概括地讨论采用这些耦合方式将高频功率交与等离子体的某些更常用的工业方法。本章主要论及感应耦合高频放电,其中,高频功率是通过感应高频电流的欧姆耗散来传递的,而等离子体中高频电流的流动是由高频变压器的作用产生的。第12章主要讲述电容耦合高频放电,其中,高频功率是通过高频电场交给电子群的随机动能传递给等离子体的。第13章描述了在高于电子等离子体频率的微波频段,高频功率的准光学吸收。

11.1.2 电感耦合等离子体

一种比较小,但很重要的工业等离子体是通过感应耦合产生的。所谓感应耦合,其高频电源和等离子体之间的联系主要靠变压器的作用,在等离子体中感应产生的高频电流实现的。图11.1所示的感应耦合结构在工业上用得最为广泛。这种独特的构造是由一个2至8圈的线圈缠绕在一跟石英真空管上组成的,这石英管同时也作为真空容器。管中是由高频功率供给线圈而激发和保持的稳态等离子体。感应耦合到等离子体的工作频率,其

低端可能低于 10kHz，高端达到 30MHz 或更高。感应耦合等离子体中，中性气体气压一般低于一个大气压，从几托到几百托，某些应用也有超出这个范围的，甚至达到一个大气压。

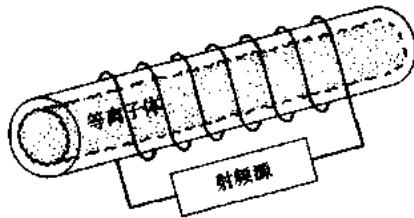


图 11.1 感应耦合高频等离子体发生器的示意图，典型的结构为，2 至 8 圈的线圈，缠绕在一根石英管上，在低气压下，管中可产生圆柱形等离子体

11.2 射频-等离子体互作用的唯象学

高频功率与等离子体的耦合，可以由振荡磁场（感应耦合）、振荡电场（电容耦合）或者两者兼有（准光学或微波耦合）来实现。无论这些振荡场以何种方式及何种程度与等离子体相互作用，其作用都决定于振荡频率、电子等离子体频率及等离子体中电子的碰撞频率。这些参量确定了等离子体的电导率和能量转换频率以及等离子体趋肤深度。我们现在详细地探讨这些现象。

11.2.1 电子等离子体频率

在第 4 章中已经讲述过：电子等离子体频率在确定电磁波与等离子体以何种方式互作用，以及作用程度大小方面起着重要的作用，电子等离子体频率是电子数密度的函数，可用下式表示：

$$\omega_{pe} = 2\pi\nu_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (\text{rad/s}) \quad (11.1)$$

当入射的电磁振荡频率低于这个频率时，电子的惯性足够低，能够响应入射电磁波电场的变化，因而电子能从场中吸收能量。吸收的能量可经过碰撞转化为热能，或者以反射电磁波的形式从等离子体表面再辐射。

如果入射电磁振荡频率高于式(11.1)给定的电子等离子体频率，那末，电子的惯性太大以致不能完全响应入射电磁波电场的变化。电磁波就像通过准光介电媒质那样可在等离子体中自由地传播。在这样的媒质中，电磁辐射与单个电子的互作用，除了处于磁化等离子体的回旋谐振频率外，变得相当弱。

如果将所有自然常量代入式(11.1)，并将频率转化为赫兹(Hz)，则入射电磁辐射的频率 ν_0 小于电子等离子体频率的关系可写为

$$\nu_0 < \nu_{pe} = 8.980 \sqrt{n_e} \quad (\text{Hz}) \quad (11.2)$$

可见该式 ν_{pe} 仅仅是电子数密度 n_e （单位：电子数/m³）的函数。式(11.2)的函数曲线示于图 11.2 中。图中右下方为单粒子互作用区域，入射频率足够低，使电子能单个响应电磁波电场变化；而图中左上方则为集体互作用或准光学互作用区域，入射频率高于电子等离子体

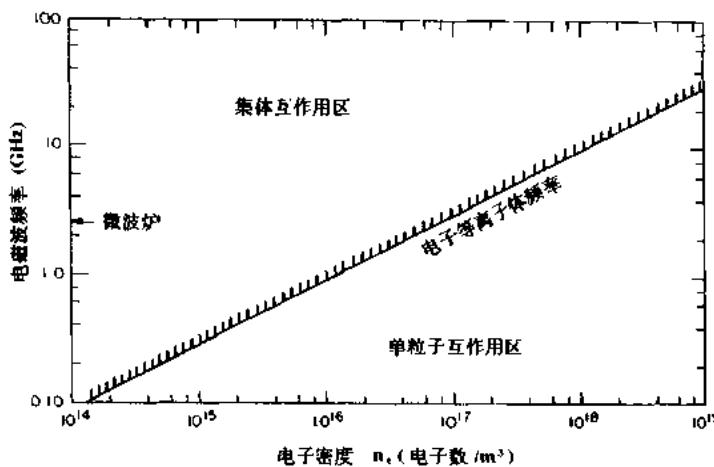


图 11.2 电子等离子体频率(单位: GHz)与电子数密度(单位: 电子数/ m^3)之函数关系. 低于电子等离子体频率时是单个电子响应电磁波电场的单粒子互作用区域; 而高于电子等离子体频率时, 由于单个电子的惯性, 它们以集体方式响应电场的集体互作用

频率, 入射电磁辐射与等离子体是作整体相互作用的, 这时, 电子的惯性已很显著, 不能单独地响应场的变化.

11.2.2 临界密度

临界密度是图 11.2 中单粒子互作用区域与集体互作用区域的分界线. 通过变换式 (11.2), 可得

$$n_c = 1.2404 \times 10^{-2} \nu_0^2 \quad (\text{电子数}/m^3) \quad (11.3)$$

其中 ν_0 以 Hz 为单位.

如果电子密度低于由式(11.3)给定的值, 则频率为 ν_0 的入射电磁波与等离子体是以集体方式互作用的; 而当密度高于式(11.3)所给定的值时, 则入射电磁波强烈地与单个电子相互作用. 如果密度高于式(11.3)所给定之值, 电磁辐射将在表面产生强互作用, 而且在那里被吸收或反射; 如果电子密度低于这个值, 电磁辐射将通过等离子体传播, 互作用则相当弱.

如果要在电磁辐射被强烈吸收的电子回旋频率处加热等离子体, 则入射波的频率必须满足下面关系:

$$\nu_{ce} = \frac{\omega_{ce}}{2\pi} = \frac{eB}{2\pi m_e} = 2.7992 \times 10^{10} B \quad (\text{Hz}) \quad (11.4)$$

其中 B 的单位为 T. 该电子回旋频率与磁感应强度 B 的函数关系如图 11.3 所示. 为了在电子回旋频率处使入射电磁辐射与等离子体强相互作用, 入射电磁波的频率应大于电子等离子体频率

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} \geq \omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (11.5)$$

将式(11.5)的第二项和第四项同时平方, 可得被电子回旋谐振加热的等离子体电子密度与磁化等离子体中磁感应强度 B 的函数关系

$$n_e \leq \frac{\epsilon_0 B^2}{m_e} = 9.72 \times 10^{18} B^2 \quad (\text{电子数 } / \text{m}^3) \quad (11.6)$$

将式(11.6)的等式绘在图 11.4 中,便得到两种可能的工作方式。一种是集体互作用或准光学互作用区域,其电子回旋频率大于电子等离子体频率,入射的电磁辐射在电子回旋频率处与等离子体是集体相互作用的。这种区域中,电磁辐射能通过等离子体,与电子在其回旋频率处相互作用。第二种是单粒子互作用区域,其电子回旋频率小于电子等离子体频率,入射的电磁辐射在等离子体表面与个别粒子发生强相互作用。为了在电子回旋频率处对磁化等离子体作最有效的加热,应以集体互作用方式工作在图 11.4 中分界线的左上部分区域。

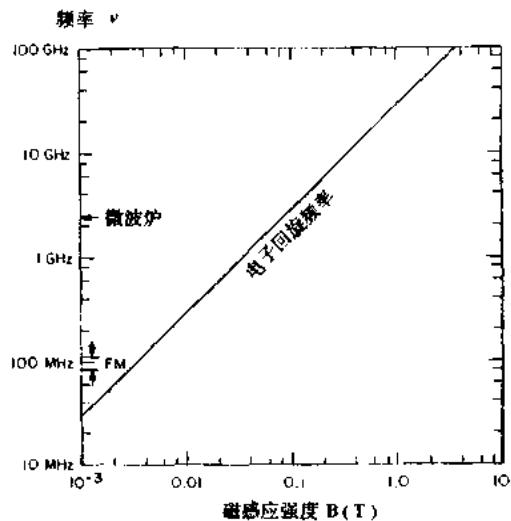


图 11.3 电子回旋频率与磁感应强度的函数关系。
当频率低于 10GHz 时,相当方便就可得到的磁感应场就能在磁化等离子体中产生很重要的频率谐振

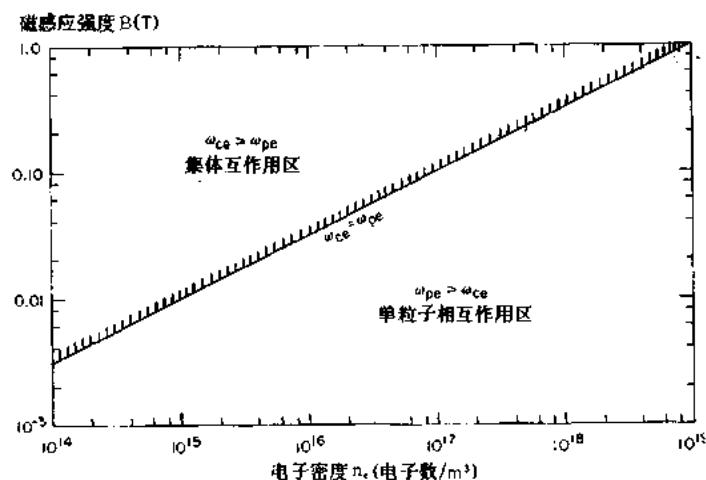


图 11.4 当电子回旋频率等于电子等离子体频率时,磁感应强度与电子数密度之函数关系。斜线上、电子与电磁波是集体互作用;斜线下,因其惯性足够低,电子与电磁辐射是单粒子互作用

11.2.3 电导率和能量转换频率

由第 4 章的式(4.18)推导出的非磁化等离子体的电导率为

$$\sigma_0 = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_i} \quad (\text{S/m}) \quad (11.7)$$

式中,参量 ν_i 是电子碰撞频率(单位:Hz),式(11.7)的电导率也可用式(11.1)的电子等离子体频率写成

$$\sigma_0 = \frac{\epsilon_0}{\nu_c} \omega_{pe}^2 \quad (11.8)$$

在讨论第9章的式(9.26)时知道,非磁化等离子体的能量转换频率可写为

$$\nu_{*0} = \frac{2\omega_{pe}^2}{\nu_c} \quad (\text{Hz}) \quad (11.9)$$

比较式(11.8)和(11.9),可用能量转换频率写出非磁化等离子体的电导率

$$\sigma_0 = \frac{\epsilon_0}{2} \nu_{*0} \quad (\text{S/m}) \quad (11.10)$$

因此,非磁化等离子体的电导率与能量转换频率之关系只差一个固定常量.在表11.1中列出了不同材料的一些特征电导率值.表中也列出了相应的,按式(11.10)计算出的特征能量转换频率.

表 11.1 各种材料的电导率和能量转换频率

材 料	电 导 率 $\sigma(\text{S/m})$	能 量 转 换 频 率 $\nu_*(\text{Hz})$
DT 聚变等离子体, $T_e=10\text{keV}, Z=1.5$	$1 \sim 2 \times 10^8$	$2.26 \sim 4.52 \times 10^{20}$
室温铜	$10^7 \sim 2 \times 10^8$	$2.26 \sim 45.2 \times 10^{18}$
室温石墨	$3 \times 10^4 \sim 10^5$	$6.8 \sim 22.6 \times 10^{15}$
室温铁	$3 \times 10^4 \sim 10^5$	$6.8 \sim 22.6 \times 10^{15}$
氢等离子体炬	$200 \sim 10^4$	$4.5 \times 10^{13} \sim 2.3 \times 10^{15}$
氘等离子体炬	$400 \sim 2000$	$9 \times 10^{13} \sim 4.5 \times 10^{14}$
氦等离子体炬	$100 \sim 400$	$2.3 \times 10^{13} \sim 9 \times 10^{13}$
MHD 产生等离子体	$10 \sim 100$	$2.3 \sim 2.3 \times 10^{12}$
饱和盐水	20	4.5×10^{12}
胶木	10^{-10}	23
硬橡胶	10^{-16}	2.3×10^{-5}

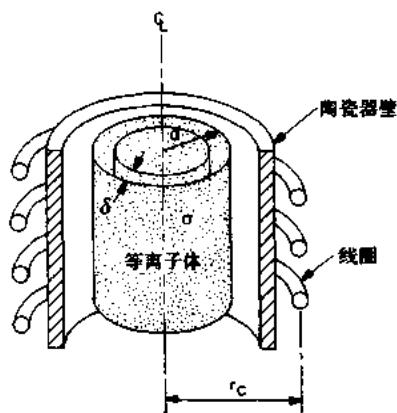


图 11.5 由半径为 r_c 的线圈感应产生的电导率为 σ 、半径为 a 和趋肤深度为 δ 的圆柱等离子体示意图

11.3 等离子体的趋肤深度

当等离子体暴露于低于电子等离子体频率高辐射时,高频能量与等离子体的相互作用只发生在表面互作用层,在这里,高频能量被大量地吸收、反射或散射.这一表面互作用层叫做趋肤深度.图11.5中表示半径为 a 的等离子体从半径为 r_c 的线圈接收到感应耦合的高频功率.该等离子体电导率为 σ ,趋肤深度(或表面互作用层)厚度为 δ .我们现在推导作为工作频率 ω 和等离子体电导率的函数的趋肤深度表达式.

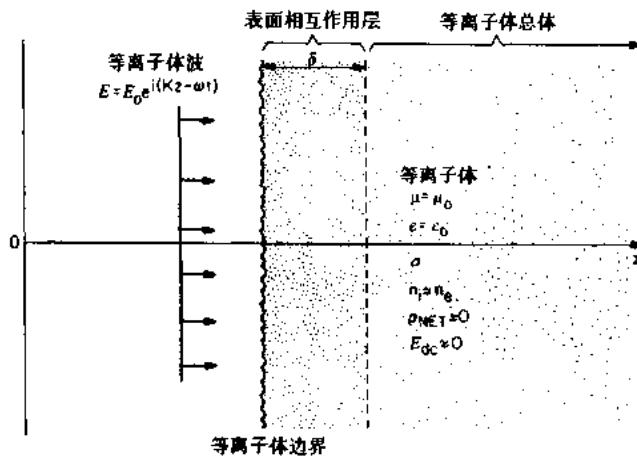


图 11.6 图 11.5 所示等离子体的一种简化片状模型。电磁波从左边射入，与厚度为 δ 的表面互作用层相互作用。等离子体为准中性，电导率为 σ ，不存在直流电场

11.3.1 假设的初始条件

我们用图 11.6 所示的等离子体片代替圆柱形几何条件来分析图 11.5 中所示的情况。这意味着，这表示图 11.5 中圆柱表面的一部分。假设一平面电磁波从左边入射到 $z=a$ 的边界上。该等离子体片具有自由空间的介电常量和导磁率，电导率为 σ ，并假定等离子体是准中性，没有净电荷密度，也没有直流电场。描述这一互作用的 Maxwell 方程为

$$\nabla \cdot \mathbf{E} \approx 0 \quad (11.11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (11.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (11.13)$$

和

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (11.14)$$

平面电磁波在等离子体中感生的电流可用欧姆定律描述为

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (\text{A/m}^2) \quad (11.15)$$

式中 σ 是等离子体电导率。将方程(11.13)两边取旋度得到

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = - \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}) \quad (11.16)$$

利用矢量恒等式，式(11.16)左边可写成

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \sim - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (11.17)$$

其中利用了式(11.11)，因为等离子体是准中性的，且不存在直流电场。将式(11.14)，(11.15)和(11.17)代入方程(11.16)，可得

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (11.18)$$

对图 11.6 的一维几何条件，上式左边的拉普拉斯算子可以重写式(11.18)为

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (11.19)$$

11.3.2 传播常数

图 11.6 所示平面电磁波中的电场可写为

$$E = E_0 \exp[i(Kz - \omega t)] \quad (11.20)$$

式中, K 为传播常数, 由下式给出

$$K \equiv \alpha + i/\delta \quad (11.21)$$

K 的实部表示电磁场振荡, 虚部表示电磁波在厚度为 δ 的表面层中的衰减. 参量就是媒质的趋肤深度. 将式(11.20)代入式(11.19)可得平面电磁波在表面互作用层中的色散关系式

$$(-K^2 + i\omega\mu_0\sigma + \mu_0\epsilon_0\omega^2)E = 0 \quad (11.22)$$

在该色散关系中, 国际单位制常量有

$$\frac{1}{\epsilon_0\mu_0} = c^2 \quad (11.23)$$

其中 c 为光速. 将式(11.21)和(11.23)代入式(11.22), 可得平面电磁波在表面互作用层中的色散关系

$$K^2 = (\alpha + \frac{i}{\delta})^2 = i \frac{\omega\sigma}{c^2\epsilon_0} + \frac{\omega^2}{c^2} \quad (11.24)$$

分离式(11.24)的实部和虚部, 经代数运算, 可得到传播常数 K 的实部表达式为

$$\alpha = \sqrt{\frac{\sigma\mu_0\omega}{2}} \left[\frac{\omega\epsilon_0}{\sigma} + \sqrt{1 + \left(\frac{\omega\epsilon_0}{\sigma}\right)^2} \right]^{1/2} \quad (11.25)$$

以及趋肤深度 δ 的表达式

$$\frac{1}{\delta} = \sqrt{\frac{\sigma\mu_0\omega}{2}} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\omega\epsilon_0}{\sigma}\right)^2} - \frac{\omega\epsilon_0}{\sigma} \right]^{1/2} \quad (11.26)$$

11.3.3 趋肤深度

式(11.26)是所要得到的趋肤深度与媒质的电导率和入射电磁波频率的关系式. 在多数工业等离子体中, 下面不等式成立:

$$\frac{\omega\epsilon_0}{\sigma} = \frac{2\omega}{\nu_{e0}} \ll 1 \quad (11.27)$$

利用式(11.7)和(11.8), 式(11.27)中的电导率可写为

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_e} = \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{\nu_e} \quad (11.28)$$

将式(11.28)的右边项代入式(11.27), 可见, 要使不等式(11.27)成立, 要求媒质满足

$$\nu_e \omega \ll \omega_{pe}^2 \quad (11.29)$$

这表示, 等离子体中的碰撞频率和电磁波频率必须大大小于电子等离子体频率. 这一条件在工业等离子体中, 在单粒子互作用区域能得到满足. 从表 11.1 上可见工业等离子体的能量转换频率 ν_e 的数值很大, 由此可确认, 式(11.27)左边的幅度很小.

如果在等离子体中式(11.27)得到满足, 则式(11.25)的传播常量 α 可近似为

$$\alpha \approx \sqrt{\frac{\sigma \mu_0 \omega}{2}} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (11.30)$$

由式(11.26)给出的趋肤深度可近似为

$$\frac{1}{\delta} \approx \sqrt{\frac{\sigma \mu_0 \omega}{2}} \quad (11.31)$$

式(11.31)的倒数即为趋肤深度

$$\delta \approx \sqrt{\frac{2}{\sigma \mu_0 \omega}} \quad (\text{m}) \quad (11.32)$$

如果将式(11.27)的右边项代入式(11.32), 电子等离子体频率用单位 Hz 表示, 则表征趋肤深度的式(11.32)可写成

$$\delta = \frac{c}{2\pi\nu_{ie}} \sqrt{\frac{\nu_e}{\pi\nu}} \quad (11.33)$$

该方程表明, 趋肤深度等于在电子等离子体频率处的自由空间波长乘以碰撞频率与激励频率之比的平方根, 该比值常常为 1 的量级。因此, 作为一级近似, 趋肤深度就是电磁波在电子等离子体频率的一个周期中穿入媒质的距离。

在类似于图 11.5 所示的感应耦合结构中, 可以定义能量耦合参量 η_e , 其数值可以从 0 变到 1.0, 这一参量定义为

$$\eta_e = \frac{\text{放电功率}}{\text{反应功率}} = f\left(\frac{a}{r_c}, \kappa\right) \quad (11.34)$$

该能量耦合参量是等离子体半径与线圈半径之比和耦合参量 κ 的函数, κ 的定义为

$$\kappa = \sqrt{2} \frac{a}{\delta} \quad (11.35)$$

在如图 11.5 所示的感应耦合结构(Boulos et al. 1994)中, 当 κ 的值大约在 2.0 至 4.0 之间, 或 a/δ 之值处于范围

$$1.5\delta \leq a \leq 3\delta \quad (11.36)$$

时能量耦合参量达到最大值。

不等式(11.36)意味着, 当趋肤深度达到等离子体半径的 1/3 至 2/3 时, 电磁辐射能最有效地耦合进圆柱等离子体。然而, 还应注意到, 满足式(11.36)并不一定意味着等离子体被电磁波均匀地加热。如果电磁辐射被一相当薄的表面层所吸收, 等离子体内部不受扰动, 这时能量耦合参量也可能接近于 1。在这种情况下, 有效的耦合将产生一个很不均匀的环状等离子体。

由式(11.32)给出的趋肤深度可写成

$$\delta = \sqrt{\frac{2m_e}{e^2 \mu_0}} \sqrt{\frac{\nu_e}{n_e \omega}} \quad (11.37)$$

国际单位制中计算第一个根号内的常量, 上式变为

$$\delta = 7.516 \times 10^6 \sqrt{\frac{\nu_e}{n_e \omega}} \quad (\text{m}) \quad (11.38)$$

因此, 电磁辐射与等离子体互作用的趋肤深度正比于电子碰撞频率的平方根, 反比于电子数密度和激励频率的平方根。在许多工业等离子体中, 电子碰撞频率与激励频率之比近似

等于 1. 这一比值可用中性气体本底气压和激励频率(单位:Hz)改写成

$$\frac{\nu_c}{\omega} = \frac{n_0(\sigma v)}{2\pi\nu} \propto \frac{p}{\nu} \quad (11.39)$$

式(11.38)示于图 11.7 中. 纵坐标上的趋肤深度(单位:m)是横坐标上的电子数密度(单位:电子数/m³)的函数. 五条特征线上的参量是电子碰撞频率 ν_c 与激励频率 ω 之比. 当该比值接近等于 1 时, 电子数密度在从 10^{15} 至 10^{17} 电子数/m³ 的范围内, 等离子体的趋肤深度大约从 30cm 到 3cm. 在设计感应工业等离子体反应器时, 必须仔细考虑趋肤深度.

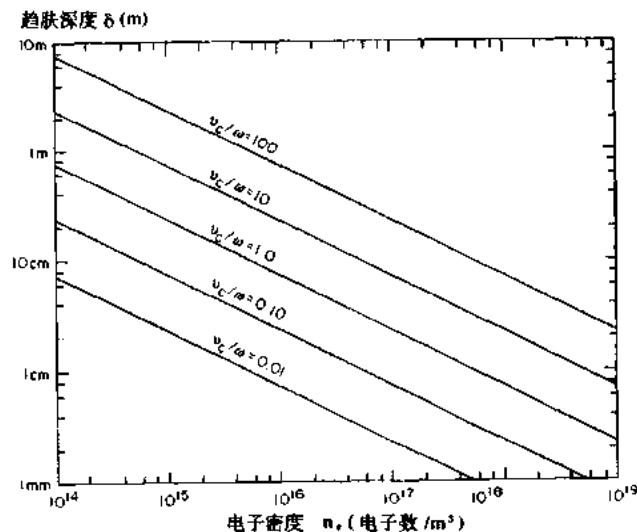


图 11.7 趋肤深度 δ (单位:m)与电子数密度 n_e (单位:电子数/ m^3)之函数关系. 电子碰撞频率 ν_c 与入射电磁波频率 ω 的比值 ν_c/ω 为参量, 取了五组数

11.4 感应等离子体炬

11.4.1 等离子体炬特点

最广泛应用的工业等离子体源之一是感应耦合的射频等离子体炬. 图 11.8 表示一种标准结构(Gross et al. 1969). 用加在起动杆(引燃极)上的脉冲高压来实现等离子体的起动. 当高频功率加到轴对称线圈时, 线圈所包围的等离子体得以维持. 这种线圈和高频电源与工业上用于金属感应加热的设备基本上一样, 是工业技术上很成熟应用的例子. 图 11.8 所示的加热线圈可加热等离子体的容积, 直径大约是等离子体长度之一半. 该加热线圈通常用水冷却, 且不与等离子体接触, 因而保持了等离子体的纯净. 从表 11.1 上的电导率数据, 也可看出工业感应加热和高频等离子体的产生的相似性. 表中所给出的是工业上感兴趣的的各种材料和气体的电导率. 氩和氮等离子体的电导率与工业感应加热常遇到的石墨和铁的电导率没有太大的差别.

与感应耦合等离子体炬相竞争的工业技术是直流电弧喷枪, 如图 11.9 所示. 作为等离子体源或高温气体源, 图中也列出了区别这两种不同结构的某些特点. 与直流电弧喷枪相比, 感应等离子体炬能以更低的气体速度处理更大的表面积, 对被加热工件的腐蚀低得多. 另外, 在感应等离子体炬中, 由于等离子体和加热线圈不接触, 故它与直流电弧喷枪形

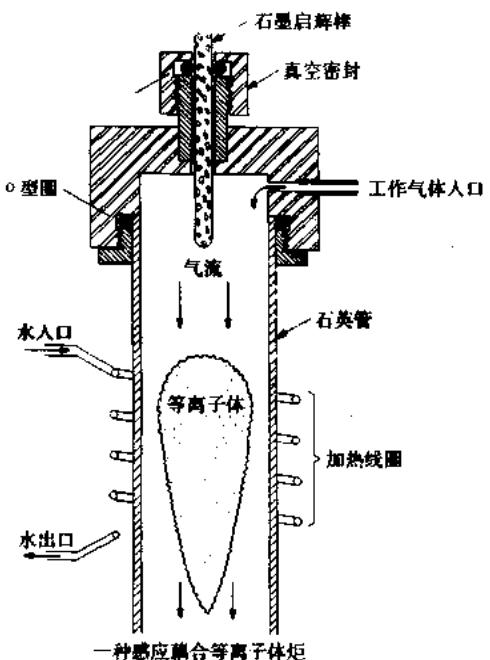


图 11.8 千瓦级感应耦合等离子体炬

成鲜明对照。后者经常发现蒸发和溅射的电极材料混进气流中，污染了喷射弧中的加热气体。感应等离子体炬还有一个优点是，激励线圈的横截面不一定非得是圆形，感应产生的等离子体因而也不一定是圆形，甚至可以是相当复杂的形状，比如三角形，可在一些特定要求中应用。

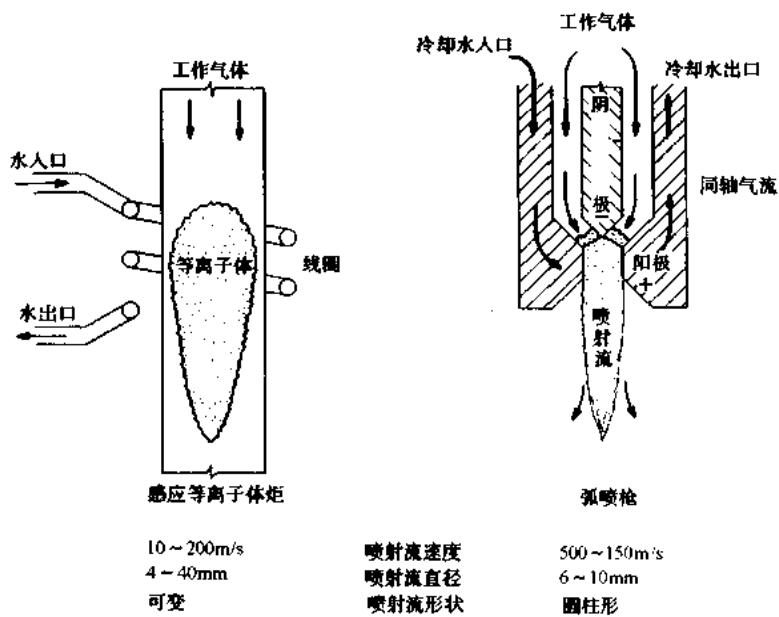


图 11.9 感应等离子体炬与直流电弧喷枪之性能比较

11.4.2 系统的特点

一套完整的射频感应等离子体炬系统的方框图示于图 11.10。因为在许多应用中等离子体是一个可变负载，因而在高频源与线圈之间常需用匹配网络。为了控制气流、为了等离子体的初始触发，以及等离子体容积的冷却，还需要一些子系统。一般，用过的气体在排放到大气之前，还需要真空泵和气体处理设施进行冷却和去除毒性，使之达到排放标准。根据系统的某些具体要求，图 11.10 中还需增添一些子系统，例如优质高频功率的产生，火焰喷射靶的调整等。

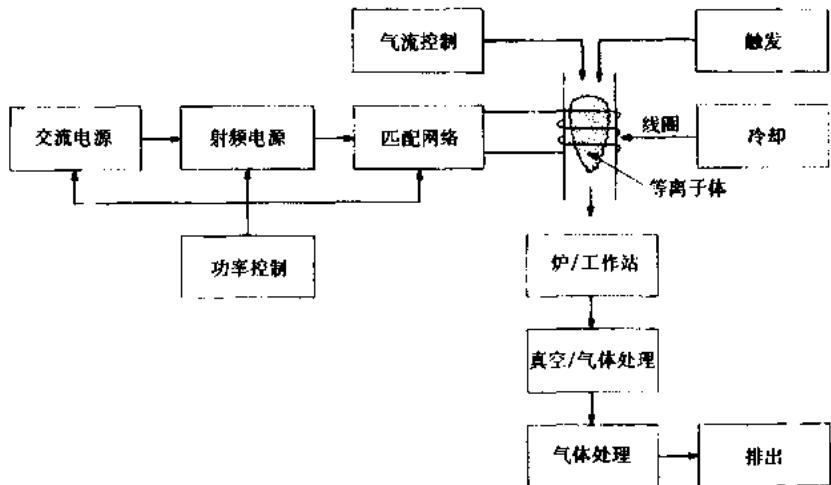


图 11.10 感应耦合等离子体炬系统的方框图

图 11.11 所示为供感应等离子体炬用的特殊功率源，每个单元能提供至少 200kW 的功率。这种功率源的效率并不十分高，大约 10% 的输入交流功率消耗在从交流到直流的转换上；大约 40% 的输入功率损耗于振荡器和槽路中；而线圈与等离子体耦合过程要损失输入功率的 10%~30%。在典型的应用中，只有 20%~40% 的输入功率最后成为热气体中等离子体的热焓。在图 11.11 中没有示出的匹配回路，当等离子体炬在可变条件下运用时，要求一个可变射频负载。

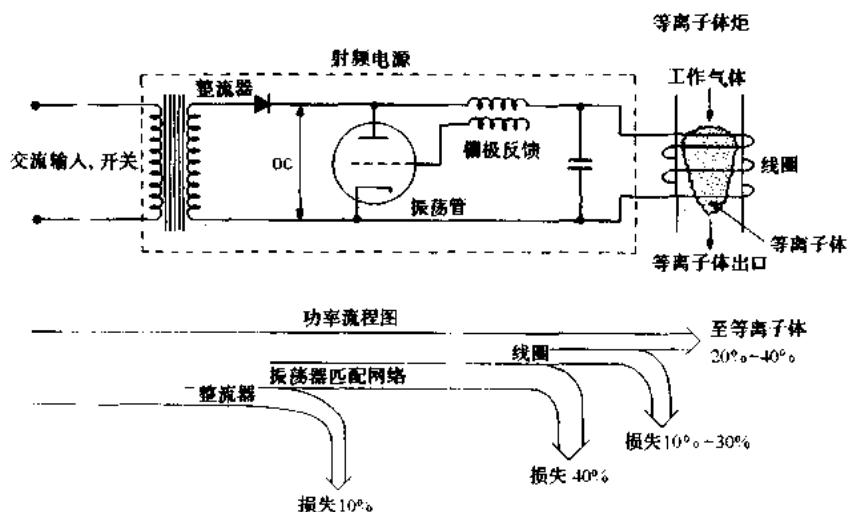


图 11.11 供感应耦合等离子体炬用的高频电源原理图及功率流向示意图

高频感应等离子体炬启动较难，常常需要外加高压触发。可以有两种方法来解决：沿轴向加一根电极丝作为引燃极；或在介质筒（通常为石英管）外表面上，原有激发线圈与等离子体分开的地方，加一个外部特斯拉线圈。这些方案均示意绘在图 11.12 中。

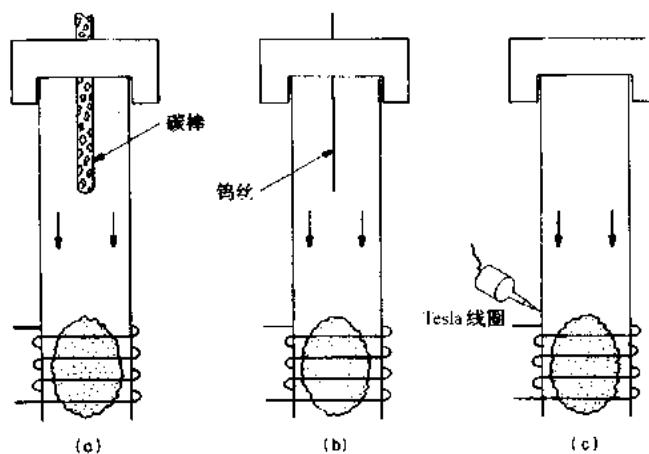


图 11.12 初始触发感应等离子体的三种方法。
(a) 石墨棒上加高压; (b) 钨丝上加高压; (c) 高频高压特斯拉线圈

为避免等离子体的可见光辐射穿透管壁时的吸收造成额外的热负载，感应加热等离子体通常在透明石英管内运行。在比较低功率下，比如低于 5 千瓦，管壁无需额外冷却，仅靠辐射冷却即可，如图 11.13(a)。而在更高功率时，包围等离子体的容积管壁必须要冷却，常常采用如图 11.13(b), (c) 所示的轴向的单向流或回流方式冷却，有时在石英管内壁采用轴向气流冷却，如图 11.13(d) 所示。

11.4.3 工作区

感应等离子体炬的工作区列在表 11.2 中，在甚低频和低频时，感应等离子体炬通常运行于可变频率。超过大约 500kHz 后，由于调整装置和技术上的困难，使得可供工业感应耦合等离子体炬选择使用的频带相当窄，一般最广泛使用的频率是 13.56MHz。现可得到的功率源，其功率低到 1kW，高功率可达 1MW。运用较多的是从 10 至 30kW。感应等离子体炬的总效率相当低，表 11.2 中所示的

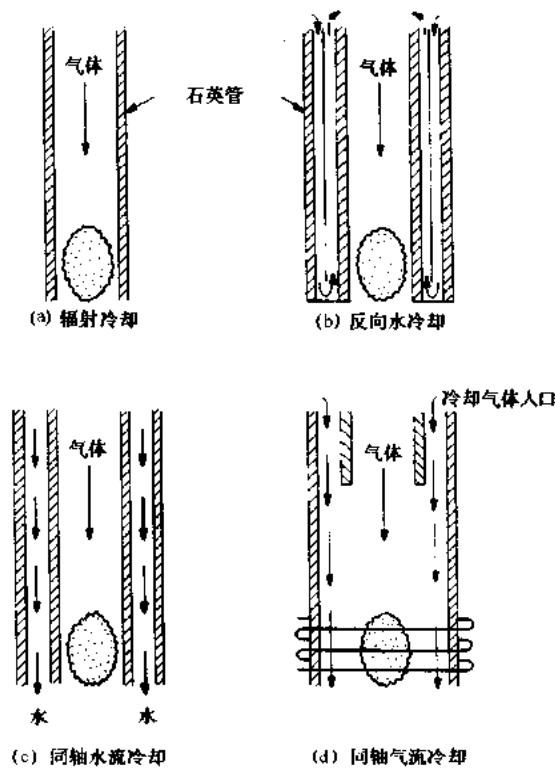


图 11.13 可供选择的感应等离子体炬冷却结构。
(a) 经石英管辐射冷却; (b) 反向水流冷却; (c) 同轴水流冷却;
(d) 等离子体和器壁间同轴气流冷却

效率是指感应等离子体形成热气体的热焓与实际消耗的输入交流功率之比。这些感应耦合等离子体炬的工作压强低可到 10 托，高可达 10 个大气压，然而最常用的是稍低于 1 个大气压。在排出的尾气中的气体温度可调到相当低，比如 1 000K。当把气流速度加大时，还可调得更低。但是，这种等离子体炬的温度可能达 10 000K，再高可达 20 000K。

表 11.2 感应耦合等离子体炬的工作区域

参数	低	典型	高
频率	10kHz	13.56MHz	100MHz
功率	1kW	30kW	1MW
效率	20%	35%	50%
气压	10Torr	1atm	10atm
气温	1 000K	10 ⁴ K	2×10 ⁴ K

工业等离体炬产生的等离子体，通常被认为处于局部热力学平衡状态，因而可用计算机模拟来研究等离子体特性。这些研究结果至今还一直未能用现代诊断方法，对等离子体参量作详细实验测量加以证实。但是，用光谱仪和其它一些手段所获得的结果表明：计算机模拟和实验结果具有相当好的一致性。由局部热力学理论，假设在感应等离子体炬中电子温度与气体温度近似相等。感应等离子体炬工作时，常常不用稳态磁场作为辅助约束手段，因为这种炬中，等离子体与壁直接互作用是很少出问题的。

11.4.4 其它感应等离子体炬结构

在功率高于 10kW，气压在一个大气压以上时，工业感应等离子体炬很难启动和稳定工作，以致常常要用两级单元，其中第一级是一个较小的“引导”单元。一种两级直流-高频混合单元的结构示于图 11.14，其中直流弧喷枪用于为后级——高功率高频感应加热级提供初始等离子体。一种高频-高频两级之混合单元示于图 11.15，其中引导级是一个较小的感应耦合高频功率源单元。这些混合等离子体炬，典型地运行在 50~100kW 或更高功率下。由于第二级的尺寸，使得只用一个高功率单元很难触发和稳定工作。

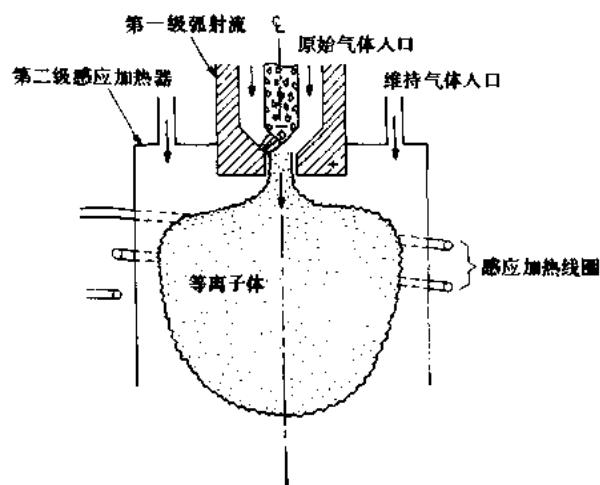


图 11.14 直流-高频混合等离子体炬

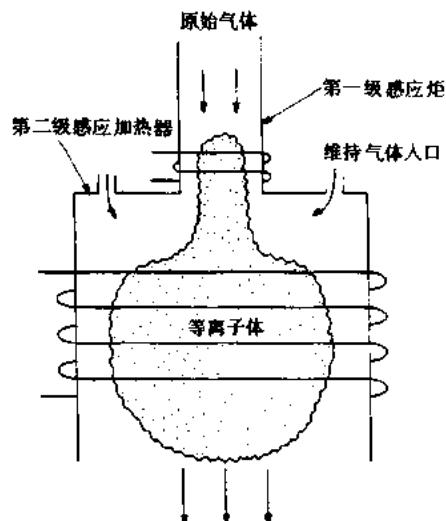


图 11.15 高频-高频混合等离子体炬

11.4.5 感应等离子体炬的应用

表 11.3 列出了感应耦合高频等离子体源的某些重要应用. 其中多数应用将在本书第Ⅱ卷的相应章节详细讨论. 本表再一次说明了特殊的等离子体源如何获得了广泛的工业应用. 现已能买到各类功率电平的多种多样的单元设备.

表 11.3 感应等离子体炬的应用

高纯度材料产品 <ul style="list-style-type: none"> • 硅及其它耐熔物质 • 超微细粉 • 精细球状颗粒 • 精炼/纯化 高温热处理 <ul style="list-style-type: none"> • 热处理 • 等离子体烧结 表面处理 <ul style="list-style-type: none"> • 氧化 • 氮化 表面涂覆 <ul style="list-style-type: none"> • 等离子体气焰喷射 	<ul style="list-style-type: none"> • 表面粉粒涂覆 化学相沉积(CVD) <ul style="list-style-type: none"> • 在大气压下 • 在低气压下 化学合成处理 <ul style="list-style-type: none"> • 实验应用: • 实验室加热炉 • 高强度光源 • 光谱分析 • 同位素分离 • 离子源 • 高功率密度等离子体源
---	--

11.5 产生感应等离子体炬的其它方法

所有的感应等离子体加热方法均有一个共同点, 即等离子体中的高频感应电流仅能在等离子体表面大约一个趋肤深度的范围内存在. 这些高频电流以欧姆加热的形式耗散, 提高等离子体的温度. 除了前面已讨论过的感应等离子体炬之外, 感应等离子体加热的其它方法也已随着等离子体微电子加工、等离子体物理和聚变等离子体的研究而发展起来, 但尚没有得到广泛的工业应用.

11.5.1 感应平行平板反应器

在微电子工业中,要求更大的芯片面积,更短的加工时间,更低的工作气压以及更好的等离子体均匀性。这些要求刺激了新型等离子体反应器的发展。新近发展起来的感应平行平板反应器,见图 11.16,即是其中之一。这种反应器已由 Keller J. H. 和他在纽约 Fishrill 的 IBM 公司的同事于 1992 年用于微电子等离子体加工。

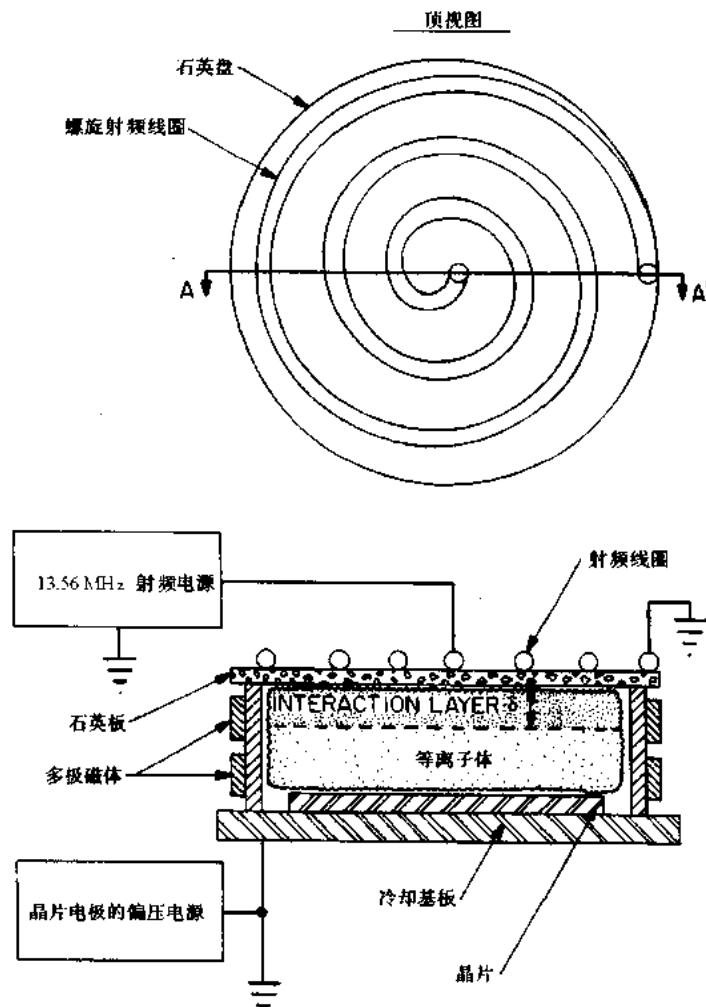


图 11.16 感应平行平板反应器的示意图。
上图:置于反应器顶面的平面螺旋高频线圈之顶视图;下图:感应平行
平板反应器 AA' 截面图

图 11.16 中的反应器,大部分结构十分类似于通常的直流和射频电容性平行平板反应器。然而,该反应器中,高频功率加在反应器上表面上的平板形螺旋感应线圈上。该线圈通过一块石英或其它介质绝缘板与等离子体相隔开。螺旋线圈中的高频电流,在等离子体的上表面感应产生电流,其互作用层的厚度大约等于趋肤深度。这一反应器的其它重要特征包括,沿等离子体外周用了多极永久磁体,以改进等离子体的均匀性、约束和增加带电

粒子密度。另外，一个直流偏压用以控制轰击到芯片上离子的能量。

这种反应器能工作于稳定状态，能在直径至少 20cm 的芯片上产生均匀的等离子体和等离子体加工结果。与通常只能工作在几百瓦功率水平的电容性平行平板反应器不同的是，它能在高达 2kW 的功率电平下稳定工作。更高的功率输入使之有可能产生比常规更高的等离子体密度，目前已达 10^{18} 电子/ m^3 。这种反应器工作的频率范围从 1MHz 到 40MHz，但常用的频率是 13.56MHz。它能工作于低的中性气体压强范围，1~20mTorr，远低于电容性平行平板高频反应器的几百毫托的工作气压范围。在沉积和刻蚀应用中，这种较低的工作气压是十分必要的，因为这意味着更长的平均自由程，在轰击到芯片之前，离子或活性粒子几乎没有散射。

由于这种感应等离子体反应器的等离子体密度可能更高，故能轰击到工件上的离子和其它活性粒子的通量也相应更高。比如，IBM 集团 (Keller 1992) 在输入功率 1 600W 时，测到了 $60mA/cm^2$ 的电流密度。这使刻蚀速率可能高达 $1\sim 2\mu m/min$ ，是一般商用电子回旋谐振 (ECR) 等离子体反应器刻蚀速率的五倍。离子的能量取决于芯片上所加的直流偏压，一般在 30~400eV 间。与其它等离子体反应器相比，其等离子体和刻蚀效果的均匀性比较好。

11.5.2 Rotamak

一种与聚变相关的加热方法 (Rotamak)，有可能付诸工业应用，其结构示于图 11.17 (Jones and Huggrass 1981, Huggrass and Grimm 1981, Huggrass et al. 1981, Huggrass 1982, Huggrass and Jones 1983)。两个静止不动而相互正交的线圈 (如图 11.17 所示) 被两个工作于同一频率 (典型值是 1MHz 或更高些) 但相位不同的高频功率源激励。在外部线圈中的不同相位的高频功率激励下，产生一个旋转磁感应场，连续相位变化示于图 11.18 中。这快速旋转的磁场将产生很大的等离子体电流，将等离子体加热到很多工业应用感兴趣的密度和温度。与感应等离子体炬相比，Rotamak 的一个潜在优点是进入等离子体的能量转换效率较高，因而有可能获得更高的电子温度。

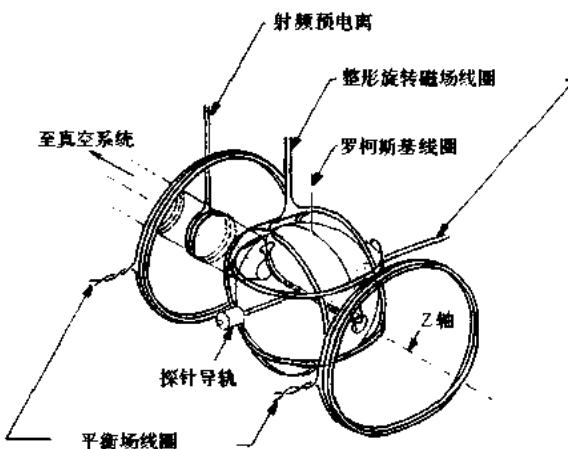


图 11.17 典型的 Rotamak 等离子体发生装置的线圈示意图
(取自 Cottrell et al. 1991)

11.5.3 感应加热的环形等离子体*

在聚变研究中曾用过的另外一种感应耦合方式叫做环形等离子体的欧姆加热,但这种方法目前在工业等离子体中尚未得到应用。图 11.19 给出这种环形等离子体脉冲欧姆加热的示意图,其中等离子体是变压器的单匝次级线圈,变压器初级脉冲回路中的直线上升电流,经变压器的感应作用在等离子体中产生很大的电流。在聚变研究中,由于等离子体的高电导率对应的时间尺度,不允许 50 或 60Hz 的交流功率耦合到等离子体,采用如图 11.20 的结构,以 50 或 60Hz 交流能量产生并加热类似变压器的次级单匝等离子体。这种方案有潜在的工业应用兴趣,但至今尚未得到工业应用。当然,这两种方案,都有可能产生大容积载能的等离子体供工业应用。

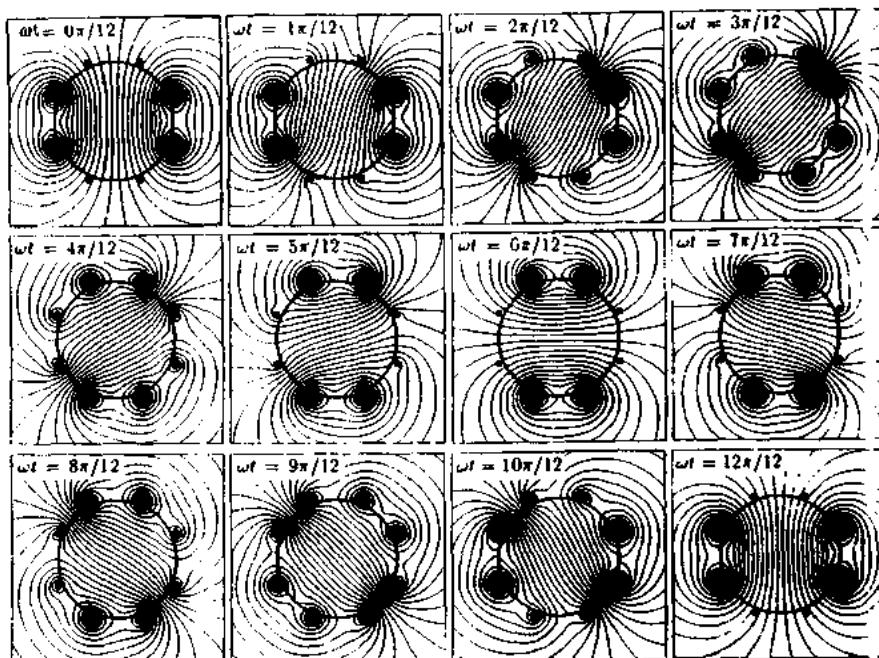


图 11.18 由图 11.17 所示的 Rotamak 线圈组件在真空中所产生的旋转磁场线。图中的粗实线圆圈表示了真空器壁的位置(取自 Cottrell et al., 1991)

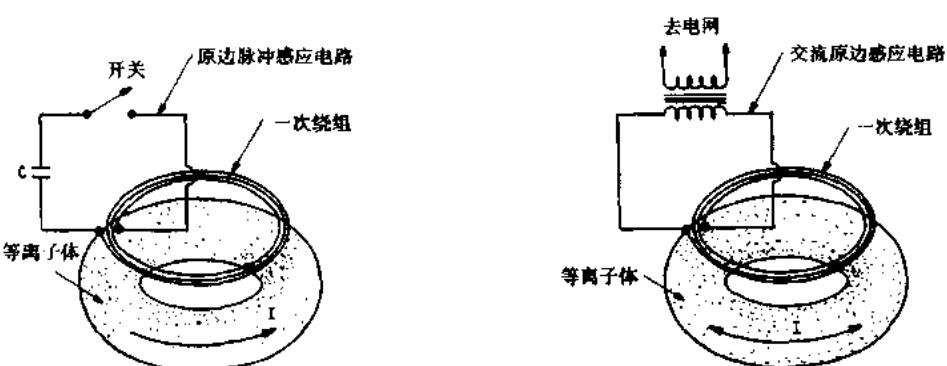


图 11.19 由脉冲初级线路感应电流 I 的欧姆损耗产生的环形等离子体加热

图 11.20 在 60Hz 由变压器作用感应之交流电流产生的欧姆损耗而加热的环形等离子体

* 这种方法广泛应用于托卡马克的交流放电器壁清洗,所产生的低温等离子体与工业应用中常见的等离子体相似。
—译者注

参 考 文 献

- Boulos, M., Fauchais, P. and Pfender, E. 1994 *Thermal Plasma Processing* vol 1 (New York: Plenum Press).
- Cottrell, G., Jones, I. R., Lee, S. and Xu, S. 1991 An Inexpensive Rotamak Device *Rev. Sci. Instrum.* **62** 1787--1795.
- Gross, B., Grycz, B. and Miklossy, K. 1969 *Plasma Technology* (New York: American Elsevier) LCCN 68-27535.
- Hugrass, W. N. 1982 Cylindrical Plasma Equilibria Maintained by Means of a Rotating Magnetic Field *J. Plasma Phys.* **28** 369--378.
- Hugrass, W. N. and Grimm, R. C. 1981 A Numerical Study of the Generation of an Azimuthal Current in a Plasma Cylinder Using a Transverse Rotating Magnetic Field *J. Plasma Phys.* **26** 455--464.
- Hugrass, W. N. and Jones, I. R. 1983 The Orbits of Electrons and Ions in a Rotating Magnetic Field *J. Plasma Phys.* **29** 155--171.
- Hugrass, W. N., Jones, I. R. and Phillips, M. G. R. 1981 An Experimental Investigation of Current Production by Means of Rotating Magnetic Fields *J. Plasma Phys.* **26** 465--480.
- Jones, I. R. and Hugrass, W. N. 1981 Steady-State Solutions for the Penetration of a Rotating Magnetic Field into a Plasma Column *J. Plasma Phys.* **26** 441--453.
- Keller, J. H. 1992 Private Communication.

12 气体中的电容耦合射频放电

前一章所讨论的电感耦合高频等离子体是由等离子体外层大约一个趋肤深度的表面上感应产生的高频大电流形成的。这些电流的欧姆耗散维持了等离子体，并使等离子体和本底气体加热。本章将讨论电容耦合高频等离子体源，维持在平行平板间的等离子体，主要由高频电场加热。这种容性耦合高频等离子体，若等离子体与接地电极接触，它可在高于地电位的直流偏压下工作；对于只与负偏压电极接触的情况，它也可工作于低于地电位条件。该直流偏压可使有功电流流过电极，然而这种有功电流在高频电场与等离子体的能量转换过程中，几乎不起作用或根本不起任何作用。

12.1 非磁化射频放电

工业用的多数容性耦合射频等离子体反应器是非磁化的，工作频率从 1 至 100MHz，低于电子响应电磁场的电子等离子体频率。这里，采用洛伦兹(Lorentz)模型，以单粒子模型描述非磁化和磁化的等离子体，此时 $\omega < \omega_{pe}$ 。

12.1.1 理论模型的特点

考虑一有外加高频功率加在平行平板等离子体反应器的情况，如图 12.1 所示，在相距为 d 的两平行平板电极间产生等离子体片。当频率为 ω 的高频电压加于两个平行极板时，在 x 方向产生一个与时间相关的电场

$$\mathbf{E} = (E_0 \sin \omega t, 0, 0) \quad (12.1a)$$

而磁场为 0，

$$\mathbf{B} = (0, 0, 0) \quad (12.1b)$$

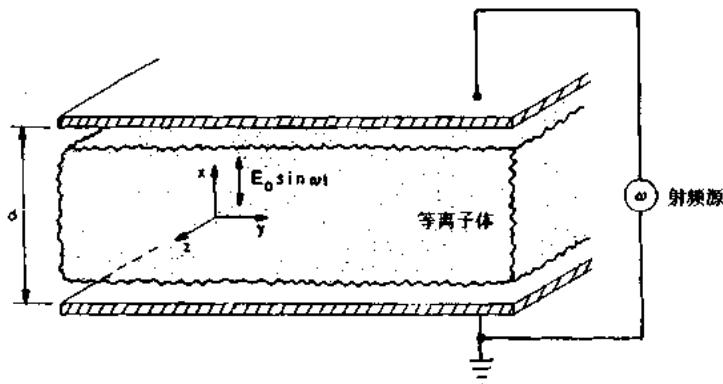


图 12.1 非磁化平行平板等离子体反应器中产生高频等离子体，平板间距为 d ，激励频率为 ω

12.1.2 电荷与电磁波的耦合

作用于质量为 m , 电荷为 e 的单个电子上的力由下式给定:

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} = -mv_e\mathbf{v} - e\mathbf{E} \quad (12.2)$$

方程右边第一项是洛伦兹碰撞项, 它假设电子在电场方向的全部动量损耗于与中性本底气体的每次碰撞之中, 变为与电场成直角的分量. 该动量损耗以频率 ν_e 发生. 在图 12.1 所示的坐标系统中, 式(12.2)的各分量表达如下:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + mv_e \frac{dx}{dt} = eE_0 \sin \omega t \quad (12.3)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} + mv_e v_z = 0 \quad (12.4)$$

$$m \frac{dv_z}{dt} + mv_e v_y = 0 \quad (12.5)$$

式(12.4)和(12.5)的解是较普通的

$$v_y(t) = v_{y0} \exp(-\nu_e t) \quad (12.6a)$$

$$v_z(t) = v_{z0} \exp(-\nu_e t) \quad (12.6b)$$

由这些方程解可得出: 在 y 和 z 方向, 当时间 $t=0$ 时电子所具有的任意初速值将以两次碰撞之间的特征时间下降. 然而在 x 方向, 外加的电场驱使电子运动, x 位置是时间的函数, 由下式给出:

$$x = C_1 \sin \omega t + C_2 \cos \omega t \quad (12.7)$$

将式(12.7)代入式(12.3), 可解出常数 C_1 和 C_2

$$C_1 = -\frac{eE_0}{m} \frac{1}{(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (12.8a)$$

$$C_2 = -\frac{\nu_e e E_0}{\omega m} \frac{1}{(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (12.8b)$$

对式(12.7)求导, 给出 x 方向的时间速度关系

$$v_x = \omega(C_1 \cos \omega t - C_2 \sin \omega t) \quad (12.9a)$$

或

$$\dot{x} = v_x = -\frac{eE_0 \omega}{m(\omega^2 + \nu_e^2)} (\cos \omega t - \frac{\nu_e}{\omega} \sin \omega t) \quad (12.9b)$$

12.1.3 等离子体吸收的功率

现在, 计算图 12.1 所示平行平板间加上电磁场后对电子做的功. 功的微分表达式为

$$dW = -\mathbf{F}_e \cdot d\mathbf{x} = eE_0 \sin \omega t dx \quad (12.10)$$

右边项是在式(12.10)中代入静电力 $e\mathbf{E}$ 得到的, 由电磁场对电子所做的功(单位: W)正好是

$$P = \frac{dW}{dt} = eE_0 \sin \omega t \frac{dx}{dt} \quad (12.11)$$

将式(12.9a)的 x 方向速度表达式代入式(12.11)得到

$$P = eE_0 \omega [C_1 \sin \omega t \cos \omega t - C_2 \sin^2 \omega t] \quad (W) \quad (12.12)$$

如果在一个振荡周期内对式(12.12)求积分, 则第一项平均值为 0, 剩下结果为

$$\bar{p} = -\frac{eE_0\omega C_2}{T} \oint_0^T \sin^2 \omega t d(\omega t) = -\frac{eE_0\omega C_2}{2} \quad (12.13)$$

将式(12.8b)代入式(12.13)的右端,给出单个电子从高频电场中所吸收的总功率为

$$\bar{p} = \frac{e^2 E_0^2}{2m} \frac{\nu_e}{(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (\text{W/电子}) \quad (12.14)$$

因为该等离子体是运行于单粒子区域,故只要将式(12.14)中单个电子所吸收的功率乘以电子数密度,即可得到单位体积内所吸收的总功率

$$\bar{P} = n_e \bar{p} = \frac{n_e e^2 E_0^2}{2m} \frac{\nu_e}{(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (\text{W/m}^3) \quad (12.15)$$

这就是平行平板之间等离子体吸收的总功率(单位:W/m³).

利用式(12.1a)的电场表达式,高频电场的静电能量是

$$U = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2 \sin^2 \omega t \quad (12.16)$$

在一个振荡周期内对式(12.16)的静电能量求积可得到

$$\bar{U} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2 \frac{1}{T} \oint_0^T \sin^2 \omega t d(\omega t) = \frac{1}{4} \epsilon_0 E_0^2 \quad (\text{J/m}^3) \quad (12.17)$$

利用式(12.17),由式(12.15)给出的高频电场给出等离子体的平均功率是

$$\bar{P} = \frac{1}{4} \epsilon_0 E_0^2 \frac{e^2 n_e}{m \epsilon_0} \frac{2 \nu_e}{(\omega^2 + \nu_e^2)} = \bar{U} \frac{2 \omega_{pe}^2 \nu_e}{(\omega^2 + \nu_e^2)} = \bar{U} \nu_e \quad (12.18)$$

式(12.18)右边出现的能量转换频率定义为

$$\nu_e \equiv \frac{2 \omega_{pe}^2 \nu_e}{(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (\text{Hz}) \quad (12.19)$$

能量转换频率与高频电导率之关系由下式给出:

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \sigma E_0^2 = \sigma \bar{E}^2 \quad (12.20)$$

式中, \bar{E} 是作用于等离子体的均方根电场. 式(12.20)的高频电导率可用能量转换频率写成

$$\sigma = \frac{\epsilon_0 \nu_e}{2} = \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2 \nu_e}{(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (\text{S/m}) \quad (12.21)$$

这使我们可用一个把静电能量密度(无论是直流、交流还是射频)耦合到等离子体中的电子的参数取代电导率,而电导率通常是在直流状态下定义的.

以上的分析只是基于电子在高频电场中得到加热的. 其它的加热机理包括电子在穿越高频电场阴极鞘层获得的能量,以及电子在振荡的鞘层边缘的重复反射,其中电子是在向鞘层边缘运动时获得能量的,而不是在反射后离开边缘时. 这种加热机理存在的证据之一是电子能量的非麦克斯韦分布,特别是在热或单电子能量的情况下.

12.1.4 高频功率耦合的限制

在很多的工业应用中,任意改变工作频率是不可能的. 这不仅因为我们只能得到固定频率的高频功率源,而且也因为高功率射频应用可用的频率是由国家管理部门,比如,美国的联邦通信委员会(FCC)所强制规定的. 然而,在许多实验中,通过调节气体压强,可将电子碰撞频率当作一个独立变量来处理.

$$\nu_e = n_0 \langle \sigma v \rangle_{\text{ee}} = p f(T_e) \quad (12.22)$$

在多数工业应用中,电子碰撞频率近乎与气压成正比,与电子温度的函数关系很弱.

为了使在等离子体中耗散的高频功率达到可能的最大值(如果等离子体约束不良或产生等离子体的效率不高,这样要求也许是不恰当的),可以通过式(12.19)中的能量转换频率找到在什么样条件下它可达到最大值.如外加频率是可变的,能量转换频率是 ω 的单调递减函数,那么,由式(12.19)可知,等离子体中的最大功率耗散是在当 $\omega=0$ 的直流工作状态下发生的.然而,如果电子碰撞频率 ν_e 随中性气体气压的变化而变化时,当能量转换频率对电子碰撞频率之导数为 0 时,能量转换频率具有最大值,即

$$\frac{d\nu_e}{d\nu_e} = \frac{2\omega_{pe}^2}{(\omega^2 + \nu_e^2)^2} (\omega^2 - \nu_e^2) = 0 \quad (12.23)$$

当外加射频频率等于电子碰撞频率时,达到最大值

$$\omega = \nu_e \quad (12.24)$$

所得到的最大转换频率等于直流值时的一半.

上述非磁化高频放电中功率耗散的理论,只在当外加频率远低于电子等离子体频率且单粒子模型适用的范围内适用.式(12.18)和(12.20)中的均方根电场的幅度对于这种形式的平行平板高频等离子体反应器,大约为每厘米几十到几百伏的量级.

12.2 磁化射频放电

本节将考虑如图 12.2 所示几何结构中高频等离子体的产生问题.这与前面一节所讨论的相同,不同的只是在平行于 z 轴的方向,也就是平行于电极平面的方向上有一个静态磁场.在第四章关于等离子体传输矩阵的讨论中,曾做过这样的立论,即沿磁感应强度矢量方向的等离子体特性,与非磁化等离子体的特性相同,因此,施加与平行平板相垂直的磁感应分量,几乎没有什么道理.这样做也许只是使边界上等离子体的损耗稍有下降.存在与电极相平行的磁场时,完全有理由指望进一步降低流过电极的实际离子和电子流,并增加等离子体产生和加热过程中位移电流的相对重要性(Tanizuka 1989).在许多应用中,由于流过电极的实际粒子电流可能因溅射而将杂质引入等离子体,因此,降低电极上的实际电子流与离子流是很有利的.

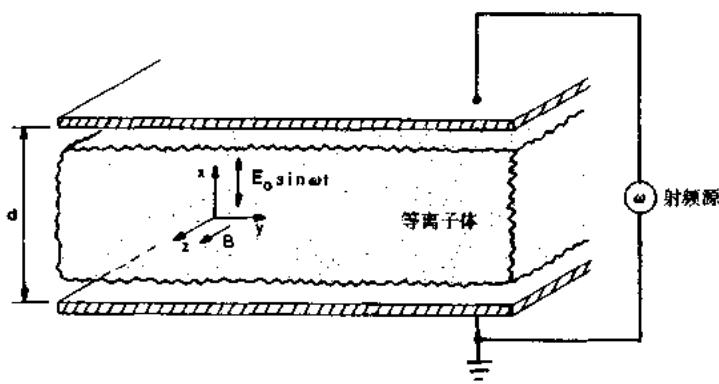


图 12.2 磁化平行平板等离子体反应器产生高频等离子体,平板间距为 d .
激励频率 ω ,磁感应强度为 B ,方向与电极面平行

12.2.1 理论模型的特点

在图 12.2 所示的几何结构中, 考虑 x 方向有一电场, 其最大幅值为 E_0 , 频率是 ω ,

$$\mathbf{E} = (E_0 \sin \omega t, 0, 0) \quad (12.25a)$$

z 方向的磁场为

$$\mathbf{B} = (0, 0, B) \quad (12.25b)$$

假定电场、磁场与等离子体互作用的洛伦兹模型, 其中电子在与中性本底气体碰撞时损失掉它们的全部动量, 由电子运动方程来描述:

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} = -m\nu_e \mathbf{v} - e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - e\mathbf{E} \quad (12.26)$$

式中, 电子质量为 m , 电场 E 和磁场 B 分别用式(12.25a)和(12.25b)表示.

12.2.2 电荷与电磁波的耦合

在图 12.2 所示的笛卡尔坐标系中, 作用于电子的力的分量由下式给出:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + m\nu_e \frac{dx}{dt} + eB \frac{dy}{dt} = -eE_0 \sin \omega t \quad (12.27a)$$

$$m \frac{d^2y}{dt^2} + m\nu_e \frac{dy}{dt} - eB \frac{dx}{dt} = 0 \quad (12.27b)$$

$$m \frac{d^2z}{dt^2} + m\nu_e \frac{dz}{dt} = 0 \quad (12.27c)$$

对式(12.27c)直接积分可得到 z 方向速度与时间的关系

$$v_z(t) = \frac{dz}{dt} = v_{z0} \exp(-\nu_e t) \quad (12.28)$$

式中 v_{z0} 是 z 方向的初速. 将式(12.28)再一次积分又可得到洛伦兹模型中电子位置与时间的关系:

$$z(t) = z_0 - \frac{v_{z0}}{\nu_e} \exp(-\nu_e t) \quad (12.29)$$

式中, z_0 是电子的初始位置. 很明显, 式(12.28)和(12.29)中的时间关系项表示一种起始瞬态过程, 当高频激励电压加上之后, 就消失了, 因此这些项就可不再进一步考虑.

电子回旋频率可写为

$$\omega_e = \frac{eB}{m} \quad (12.30)$$

利用上式, 式(12.27a)和(12.27b)可表示成如下形式:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \nu_e \frac{dx}{dt} + \omega_e \frac{dy}{dt} = -\frac{eE_0}{m} \sin \omega t \quad (12.31a)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \nu_e \frac{dy}{dt} - \omega_e \frac{dx}{dt} = 0 \quad (12.31b)$$

现在我们假定式(12.31)的解用下式表达:

$$x = C_1 \sin \omega t + C_2 \cos \omega t \quad (12.32)$$

$$y = C_3 \sin \omega t + C_4 \cos \omega t \quad (12.33)$$

式中, 常量 C_1, C_2, C_3, C_4 由初始条件确定. 将式(12.32)和(12.33)代入式(12.31), 经过复杂的代数运算就可解得各常量

$$C_1 = -\frac{eE_0}{m} \frac{(\omega^2 + \nu_e^2)[(\omega^2 - \omega_e^2) + \nu_e^2]}{\omega^2[(\omega^2 - \omega_e^2) + \nu_e^2]^2 + \nu_e^2[(\omega^2 + \omega_e^2) + \nu_e^2]^2} \quad (12.34a)$$

或简化为

$$C_1 = -\frac{eE_0}{2m\omega} \left[\frac{(\omega + \omega_e)}{(\omega + \omega_e)^2 + \nu_e^2} + \frac{(\omega - \omega_e)}{(\omega - \omega_e)^2 + \nu_e^2} \right] \quad (12.34b)$$

同样

$$C_2 = -\frac{\nu_e e E_0}{\omega m} \frac{(\omega^2 + \nu_e^2)[(\omega^2 + \omega_e^2) + \nu_e^2]}{\omega^2[(\omega^2 - \omega_e^2) + \nu_e^2]^2 + \nu_e^2[(\omega^2 + \omega_e^2) + \nu_e^2]^2} \quad (12.35a)$$

或简化为

$$C_2 = -\frac{\nu_e e E_0}{2\omega m} \left[\frac{1}{(\omega + \omega_e)^2 + \nu_e^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_e)^2 + \nu_e^2} \right] \quad (12.35b)$$

同样我们也可得到

$$C_3 = +\frac{\omega_e(C_1\nu_e + C_2\omega)}{(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (12.36)$$

$$C_4 = -\frac{\omega_e(C_1\omega - C_2\nu_e)}{(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (12.37)$$

这些常量均包含了外加电场的最大幅度 E_0 、电子质量 m 、高频源的激励频率 ω 、有效电子碰撞频率 ν_e 和由式(12.30)给出的电子回旋频率 ω_e 。

12.2.3 等离子体吸收的功率

电磁场对单个电子所做的功为

$$dW = -\mathbf{F} \cdot d\mathbf{x} = eE_0 \sin\omega t dx \quad (12.38)$$

由式(12.38)，电子获得的功率可写成

$$\begin{aligned} p &= \frac{dW}{dt} = eE_0 \sin\omega t \frac{dx}{dt} \\ &= eE_0 \omega [C_1 \sin\omega t \cos\omega t - C_2 \sin\omega^2 t] \end{aligned} \quad (12.39)$$

如果在电磁波的一个振荡周期中取积分，则式(12.39)中的第一项平均为 0，剩下部分为

$$\bar{p} = -\frac{eE_0 \omega C_2}{T} \oint_0^T \sin^2 \omega t d(\omega t) = -\frac{eE_0 \omega C_2}{2} \quad (12.40)$$

将式(12.35b)的系数 C_2 代入上式，可得一个电子从电磁场中吸收的功率

$$\bar{p} = \frac{\nu_e e^2 E_0^2}{4m} \left[\frac{1}{(\omega + \omega_e)^2 + \nu_e^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_e)^2 + \nu_e^2} \right] \quad (12.41)$$

在单粒子模型下，单位体积的总平均功率可写成

$$\begin{aligned} P &= n_s \bar{p} = \frac{1}{4} \epsilon_0 E_0^2 \times \frac{n_s e^2}{\epsilon_0 m} \\ &\quad \times \nu_e \left[\frac{1}{(\omega + \omega_e)^2 + \nu_e^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_e)^2 + \nu_e^2} \right] \quad (\text{W/m}^3) \end{aligned} \quad (12.42)$$

它是由单个电子吸收的平均功率乘以电子数密度 n_s 而得。式(12.42)中的各项已经组合成均包含高频电场的平均能量密度

$$\bar{U} = \frac{1}{4}\epsilon_0 E_0^2 \quad (\text{J/m}^3) \quad (12.17)$$

和电子等离子体频率

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m} \quad (12.43)$$

把上面两式代入式(12.42), 得

$$\bar{P} = \bar{U} \nu_* \quad (\text{W/m}^3) \quad (12.44)$$

式中, 磁化等离子体的能量转换频率 ν_* 可以写成

$$\nu_* = \omega_{pe}^2 \nu_c \left[\frac{1}{(\omega + \omega_c)^2 + \nu_c^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_c)^2 + \nu_c^2} \right] \quad (\text{Hz}) \quad (12.45)$$

在直流情况下, 非磁化放电中的能量转换频率可写作

$$\nu_{*0} = \frac{2\omega_{pe}^2}{\nu_c} \quad (\omega = \omega_i = 0) \quad (12.46)$$

用该式可将式(12.45)的能量转换频率改写为

$$\nu_* = \nu_{*0} \frac{\nu_c^2}{2} \left[\frac{1}{(\omega + \omega_c)^2 + \nu_c^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_c)^2 + \nu_c^2} \right] \quad (12.47)$$

我们感兴趣的是确定由式(12.42)给出的等离子体吸收的总功率, 以及由式(12.45)给出的能量转换频率, 在不同等离子体工作区域的情况。在低碰撞率的极限下, $\nu_c \ll \omega_c$, 式(12.45)可变成

$$\nu_* \approx \nu_{*0} \nu_c^2 \left[\frac{(\omega^2 + \omega_c^2)}{(\omega^2 - \omega_c^2)^2} \right] \quad \nu_c \ll \omega_c \quad (12.48)$$

另外, 如果回旋频率远大于激励频率, 则上式可化简为

$$\nu_* \approx \nu_{*0} \frac{\nu_c^2}{\omega_c^2} \quad (12.49)$$

在这极限下的能量转换频率将远低于静电能量密度相同的直流反应器的能量转换频率。

相反, 在高碰撞率极限下, 碰撞频率远高于回旋频率, 式(12.45)所表达的能量转换频率将变成

$$\nu_* \approx \nu_{*0} \frac{\nu_c^2}{\omega^2 + \nu_c^2} \quad \nu_c \gg \omega_c \quad (12.50)$$

另外, 如果碰撞频率远高于激励频率 ω , 则能量转换频率变成

$$\nu_* \approx \nu_{*0} \quad \nu_c \gg \omega, \omega_c \quad (12.51)$$

这正好是第9章中所讨论的非磁化直流放电所得的结果。

工业应用中常常碰到电子回旋频率远远高于碰撞频率或高频功率源激励频率的情况, 则式(12.45)又变成

$$\nu_* \approx \nu_{*0} \frac{\nu_c^2}{\omega_c^2} \quad \omega_c \gg \nu_c, \omega \quad (12.52)$$

同样, 能量转换频率又远低于直流放电时的值。

在回旋谐振点, 激励频率与电子回旋频率相等, 进入等离子体的功率和能量转换频率均表现为谐振状态, 电磁场与等离子体电子之间的耦合得到改善。回旋谐振时的能量转换频率由下式给定:

$$\nu_* = \nu_{*0} \frac{(2\omega_c^2 + \nu_e^2)}{(4\omega_c^2 + \nu_e^2)} \quad \omega = \omega_c \quad (12.53)$$

另外,如果电子回旋频率远高于有效碰撞频率,这在低气压电子回旋谐振(ECR)源中经常碰到,这时式(12.53)变成

$$\nu_* = \frac{1}{2}\nu_{*0} \quad \omega = \omega_c \gg \nu_e \quad (12.54)$$

这正好是具有相同平均电场强度的非磁化直流放电中观察到的功率吸收和能量转换频率的一半.

正如前面已讨论的非磁化射频等离子体的功率耦合,不同于高频电场中的电子吸收的其它电子加热机制也可能起作用.这些机制并不会严重地受垂直于平行电极的磁场的影响,但电子加热可以受横向磁场阻碍.

12.2.4 有效碰撞频率的测量

在第4章4.8节中讨论电子碰撞频率 ν_e 时曾经指出过,该参量表中列的数据往往不可靠的,主要是因为所作的原始测量中,气体已受到汞或其它杂质的污染.此外,在特殊工业应用中所用的气体本身就不纯,混有杂质,而在表所列数据中不能反映.如果等离子体处于湍流状态,或电场有显著的起伏波动,则电子碰撞频率 ν_e 不再表征完全由于与其它质点的双向碰撞过程而引起的动量损失,而变成了有效碰撞频率. ν_e 的有效值反映的动量转换不仅由于电子的双向碰撞,而且也由于电子与等离子体中随机的湍性起伏电场的互作用,这也改变电子的动量.由于这些原因,在给定实验条件下,电子碰撞频率 ν_e 是一个很难准确知道的参量.因为 ν_e 在等离子体传输特性中起很重要的作用,故对正确了解放电物理过程造成了严重的问题.

在许多工业应用中,准确测量特定实验条件下的有效碰撞频率比根据表列数据去确定电子碰撞频率要容易和精确些.在单粒子工作区域($\omega < \omega_{pe}$)的磁化等离子体中,电子碰撞频率的测量可通过测量吸收功率与频率 ω 的函数关系得到.在电子回旋谐振时,等离子体最大功率吸收的一半处的全宽度是与电子碰撞频率直接相关的.

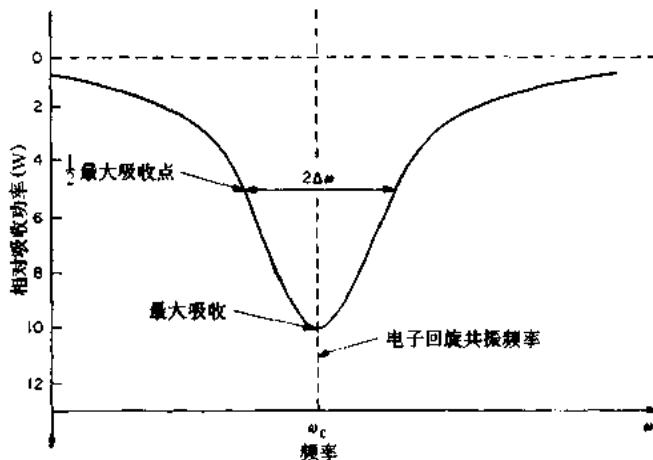


图 12.3 在磁化高頻等离子體中,當接近電子回旋頻率 ω_c 时的功率吸收曲线。吸收曲线最大值一半处的全带宽等于等离子体的电子碰撞频率

图 12.3 表示图 12.2 磁化等离子体反应器中吸收功率与两极板间激励频率之函数关系。当接近电子回旋谐振时,由于式(12.42) $\omega = \omega_c$ 给定的谐振,将造成很强的吸收峰。该吸收峰对电子回旋频率近乎对称,峰值半功率点处的带宽 $2\Delta\omega$,如图 12.3,与电子碰撞频率有关。在半功率点处的功率转换由下式给定:

$$\bar{P}_c = \bar{U}\nu_{*0}(\omega = \omega_c) = \bar{U}\nu_{*0} \frac{(2\omega_c^2 + \nu_e^2)}{(4\omega_c^2 + \nu_e^2)} \quad \omega = \omega_c \quad (12.55)$$

半功率点频率 ω 处功率输入估计可按式(12.45)写成

$$\begin{aligned} \bar{P}(\omega \pm \Delta\omega) &= \frac{1}{2}\bar{P}_c = \frac{\bar{U}\nu_{*0}}{2} \frac{(2\omega_c^2 + \nu_e^2)}{(4\omega_c^2 + \nu_e^2)} \\ &= \bar{U}\nu_{*0} \frac{\nu_e^2}{2} \left[\frac{1}{(2\omega_c \pm \Delta\omega)^2 + \nu_e^2} + \frac{1}{(\Delta\omega)^2 + \nu_e^2} \right] \end{aligned} \quad (12.56)$$

式中半功率点的频率 ω 由下式给定:

$$\omega \equiv \omega_c \pm \Delta\omega \quad (12.57)$$

$\Delta\omega$ 是图 12.3 中电子回旋频率谐振峰的半功率带宽。

假定半功率频宽 $\Delta\omega$ 远小于电子回旋频率 ω_c ,并不失其普遍性。这样图 12.3 中所示的谐振吸收曲线的半带宽可写成无量纲形式

$$\delta \equiv \frac{\Delta\omega}{\omega_c} \ll 1 \quad (12.58)$$

进一步假设有效碰撞频率远小于电子回旋频率,即

$$\epsilon \equiv \frac{\nu_e}{\omega_c} \ll 1 \quad (12.59)$$

该假设在某些工业应用,特别是在高气压状态,不一定能满足。此时,可以设定式(12.55)与式(12.56)相等,把式(12.57)至(12.59)代入式(12.56),并略去较小的高次项,可得

$$\frac{(2 + \epsilon^2)}{(4 + \epsilon^2)} = \epsilon^2 \left(\frac{1}{(2 \pm \delta)^2} + \frac{1}{\delta^2 + \epsilon^2} \right) \quad (12.60)$$

忽略二至四次项,式(12.60)具有下面的解

$$\delta \approx \epsilon \quad \Rightarrow \quad \Delta\omega = \nu_e \quad (12.61)$$

因此,在单粒子互作用的限制下,谐振吸收曲线的半带宽与有效电子碰撞频率 ν_e 相等。这为测量磁化等离子体中的有效电子碰撞频率提供了一种方便的途径。这是因为必需的吸收测量可以用网络分析仪进行,我们没有假定电子温度、双体或湍性碰撞的支配,或任何其它已发表的关于电子双体碰撞的文献中有关等离子体的假定。已有的认识已不需要再作中性气体压强测量。因此,只要上述分析中所做的那些假设是接近真实的,特别是式(12.58)和(12.59),就可以直接测量实际等离子体中的有效电子碰撞频率。有了它,就可直接计算等离子体的所有传输参量。至于实例,可见 Roth 和 Spence(1987)及 Spence(1990)。

12.2.5 高频功率耦合的优化

正如前一节所述的非磁化等离子体一样,我们感兴趣的是确定在何种条件下,功率注入到等离子体达到最大,这将发生在当能量转换频率为最大值时。由式(12.45)可见,能量转换频率是激励频率、有效电子碰撞频率和电子回旋频率的函数。现考察这些变量单独变

化时,吸收功率达到最大值时的条件.

情况 A: 改变磁感应强度 $B(\omega_c)$

确定能量转换频率随 ω_c 变化时获得最大值的条件,可以得到高频功率与等离子体耦合的最佳回旋频率. 对式(12.45)取导数,再经复杂的数学运算可得到输入等离子体功率达到最大值的条件为

$$\frac{d\nu_e}{d\omega_c} = 0 = C_a \nu_e \omega_c [\omega_c^4 + 2(\omega^2 + \nu_e^2) \omega_c^2 - (3\omega^2 - \nu_e^2)(\omega^2 + \nu_e^2)] \quad (12.62)$$

式中 C_a 是一个常量. 其一个解是回旋频率为 0 的非磁化等离子体的情况. 在磁化等离子体中, 当方括弧中的回旋频率由下式给定时:

$$\omega_c^2 = -(\omega^2 + \nu_e^2) \pm \sqrt{(\omega^2 + \nu_e^2)^2 + (\omega^2 + \nu_e^2)(3\omega^2 - \nu_e^2)} \quad (12.63)$$

若满足

$$\omega \geq \frac{\nu_e}{\sqrt{3}} \quad (12.64)$$

才有实数解. 这是对可用频率的一个很大的限制. 从式(12.63)中提出高频激励频率的公因子,便可得到

$$\omega_c^2 = \omega^2 \left(1 + \frac{\nu_e^2}{\omega^2}\right) \left[-1 + \frac{2}{\sqrt{1 + (\nu_e^2/\omega^2)}}\right] \quad (12.65)$$

如果式(12.65)中出现的电子碰撞频率与激励频率之比很小, 展开式中的平方根, 就可得到最佳回旋频率

$$\omega_{c,opt} \approx \omega \left(1 - \frac{\nu_e^2}{\omega^4}\right)^{1/2} \approx \omega \quad (12.66)$$

因此,当激励频率近似等于电子回旋频率(差一个很小的修正因子)时,能量转换频率达到最大值.

情况 B: 改变高频激励频率 ω

如果希望通过改变激励频率 ω 使耦合到等离子体的功率达到最大,只需对式(12.45)中的相应变量求导

$$\frac{d\nu_e}{d\omega} = 0 = C_a \nu_e \omega [\omega^4 + 2\omega^2(\omega_c^2 + \nu_e^2) - (\omega_c^2 + \nu_e^2)(3\omega_c^2 - \nu_e^2)] \quad (12.67)$$

式中 C_a 是常量, $\omega=0$ 的直流放电是其中一个解. 只有当

$$\omega_c \geq \frac{\nu_e}{\sqrt{3}} \quad (12.68)$$

时,式(12.67)中的括弧有实数解. 而当

$$\omega_{c,opt}^2 = \omega_c^2 \left(1 + \frac{\nu_e^2}{\omega_c^2}\right) \left[\frac{2}{\sqrt{1 + (\nu_e^2/\omega_c^2)}} - 1\right] \quad (12.69)$$

时,式(12.67)中的括弧等于 0. 在有效电子碰撞频率远低于电子回旋频率的极限条件下,这时式(12.69)变成

$$\omega_{\text{opt}} \approx \omega_c \left(1 - \frac{\nu_c^4}{\omega_i^4} \right)^{1/2} \approx \omega_c \quad (12.70)$$

这表明如果改变激励频率 ω , 在电子回旋频率的附近, 输进磁化等离子体的功率达到最大. 这一区域对应于谐振螺旋管辉光放电, 该放电由一从螺旋线圈产生的高频场维持.

情况 C: 改变气体压强或 ν_c .

最后一种情况是改变本底中性气体压强, 也就是改变双体电子碰撞频率 ν_c , 这是一个最容易改变的参量. 在这种情况下, 等离子体的最佳功率耦合发生于

$$\frac{d\nu_c}{d\nu_c} = 0 = C_c 2(\omega^2 + \omega_i^2 + \nu_c^2)[(\omega^2 - \omega_i^2)^2 - \nu_c^4] \quad (12.71)$$

式中, C_c 是常量. 当中括弧项等于 0 时得到最佳碰撞频率

$$\nu_{c,\text{opt}}^2 = (\omega^2 - \omega_i^2) \quad (12.72)$$

在考虑上面所导出的各种最佳功率耦合条件时, 应该记住: 输入等离子体的最大功率, 并不一定是有效地产生等离子体所必需的. 最大功率输入也许只是很耗费功率或常常是异乎寻常地低效率. 另一方面, 低能量转换频率和低功率耦合意味着高频场与等离子体的互作用很小, 因而是不感兴趣的运行情况, 却是工业应用中常见的. 以上讨论必须满足如下条件: 必须在单粒子互作用区, 激励频率 ω 必须远低于电子等离子体频率; 趋肤深度足够大, 使高频场与等离子体有显著的互作用; 所要求的最大高频电场强度 E_0 必须在合理范围内. 与直流平板等离子体反应器相比, 使用高频等离子体的好处是产生和加热等离子体是用位移电流而不是实在电流.

12.2.6 工业等离子体的离子回旋谐振加热

在聚变能研究领域, 离子回旋谐振加热(ICRH)已经成功地用来将数十兆瓦的高频功率耦合到主要试验的离子成分中, 把它们的动力学温度升到超过 10keV. 看来, 研究 ICRH 工业等离子体加热, 特别是需要高能离子或产生重活性粒子的场合, 是很适合和必要的. 在磁场 B 中, 质量为 M 的离子回旋谐振加热发生于回旋频率处

$$\omega_{ci} = \frac{eB}{M} \quad (\text{rad/s}) \quad (12.73)$$

对于典型的工业应用, 在磁感应强度 $B=0.1\text{T}$ 时, 带单电荷的氩离子的离子回旋频率只有 38kHz.

为使 ICRH 成为可能, 离子必须磁化且应处于无碰撞的限制之内. 这一磁化要求相当于要求回旋半径比等离子体厚度 d 要小得多, 即

$$\epsilon = \frac{R_s}{d} = \frac{M}{eBd} \sqrt{\frac{8eT_i}{\pi M}} < 1.0 \quad (12.74)$$

对于动力学温度低于 100eV 的单电荷的氩离子, 在磁场超过 100mT 的强度下, 才能被磁化. ICRH 的第二个要求是离子处于无碰撞的极限, 从某种意义上讲就是要求在两次碰撞之间完成几个完整的回旋运动, 即要求

$$\theta = \frac{\omega_i}{\nu_i} = \omega_i \tau \gg 1 \quad (12.75)$$

式中, τ 是两次碰撞之间的时间间隔. 在工业等离子体中, 要使式(12.75)得以满足, 必须工作在足够低的中性气体压强下, 还要求等离子体有足够的数密度, 这是非常困难的.

工业等离子体中,除要求达到无碰撞条件十分困难之外,高频电场与等离子体间的耦合也很弱.这可以将式(12.4)写成下面形式后就可明显看到

$$\nu_* = \frac{\nu_{*0}}{2} \left[\frac{1}{(\omega/\nu_c + \omega_e/\nu_c)^2 + 1} + \frac{1}{(\omega/\nu_c - \omega_e/\nu_c)^2 + 1} \right] \quad (12.76)$$

每个分母第一项中的 ω/ν_c ,也同样出现在趋肤深度的表达式中,如果高频电场要渗透进等离子体,它应该足够大.每个分母的第二项是碰撞率,当 $\omega/\nu_c \gg 1$ 且在分母中起主导作用时,式(12.76)可近似为

$$\nu_* \approx \nu_{*0} \left(\frac{\nu_c}{\omega_c} \right)^2 \quad (12.77)$$

因此,无碰撞条件 $\omega_e/\nu_c \gg 1$ 的要求必导致弱耦合,亦即能量转换频率 $\nu_* \ll \nu_{*0}$,这正是直流放电的特性.因为离子和电子质量相差很大,磁化电子比磁化离子要容易得多,因而在工业应用中 ECR 等离子体源获得了成功的发展.

12.3 射频等离子体鞘层理论

至今对高频等离子体鞘层的整个课题的了解很少,甚至比在第 9 章中讨论的直流等离子体鞘层的了解还少,而这个领域正是一个当今十分活跃的研究方向.最近引起极大注意的一种研究方法称为计算机粒子模拟(Particle-in-cell computer modeling).然而,研究结果与实验观察尚不能很好地符合,或许这是因为模型能力的限制,尚不能估量与稳态射频等离子体放电相关的所有时间尺度.

12.3.1 电容射频放电模型

考虑图 12.4 所示的平行平板等离子体反应器.用一个轴对称的中心抽头接地的高频电源去激发该平行平板等离子体反应器.图中下方曲线是电位对位置和时间的关系,实线表示相位角 $\theta=0$ 时的电位分布,而虚线则对应于相角 $\theta=\pi$ 时的情况.由于高频源对称连接,等离子体和鞘层也是对反应器中心面对称分布.计算机模拟研究表明,这时刻,在平板反应器的中心存在着准中性的等离子体,其电场强度相当低,在平行平板反应器中心的能量耗散也很低,而在等离子体两边的两个鞘层内,电位和电场为振荡型.

如图 12.5 所示的平行平板反应器中预期得到的功率密度和电子数密度是对称分布的.因为在鞘层中电场很强,因此在这个区域中有大量的高频功率转换到等离子体的电子上.然而,电子在 x 方向来回振荡运动,把它们在鞘层中所获得的速度带进等离子体的内部并在那里耗散掉.中心电子数密度常常是最高的.如果趋肤深度和电子-中性粒子平均自由程不太小,则在鞘层中的电子数密度相当低.

用计算机模拟方法对平行平板反应器的等离子体作计算机粒子模拟求解是一个很难的问题.这是因为,为了正确表达等离子体中所发生的所有重要物理过程,时间尺度必须扩展至很大的范围;为了跟踪磁场中电子的回旋运动,或者与电子等离子体频率相关的电子振荡运动,时间尺度必须缩短至皮秒(10^{-9})量级.在较长的时间尺度下处理的问题必须包括电子与中性粒子碰撞的影响,离子和电子的复合时间,击穿过程中建立起等离子体密度所需要的电离周期或 $1/e$ 时间,离子回旋频率,达到准中性的过程以及等离子体内壁互

作用影响的平衡等等。实验室里常常观察到：当接通直流或高频放电后，一般要好几分钟，等离子体和包围它的器壁才达到平衡和稳定。目前，计算机模拟能够描述电子与中性粒子碰撞频率时间尺度内的现象，而时间尺度更长的结果尚未很好建立起来。

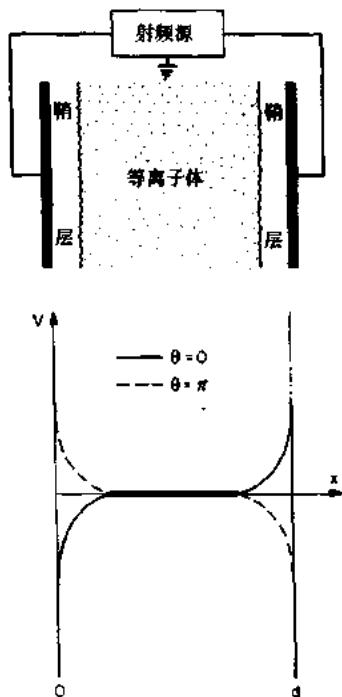


图 12.4 对称激励的高频辉光放电中，相位相差
180°的两个相角处的鞘层和电位分布

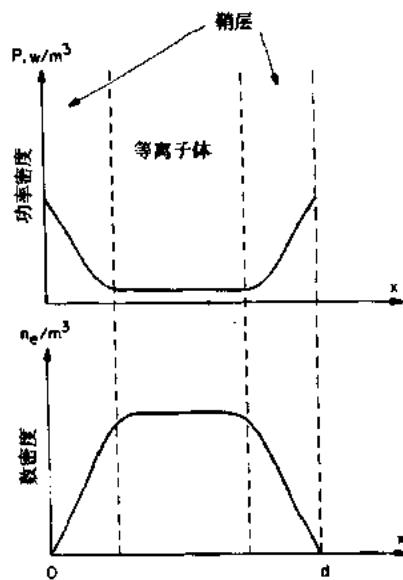


图 12.5 图 12.4 所示的对称激励高频放电时的功
率和数密度分布曲线

由式(12.42)，等离子体中耗散的均方根功率可用以下三项表示为

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \frac{1}{4} \epsilon_0 E_0^2 \times \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m} \\ &\quad \times \nu_i \left[\frac{1}{(\omega + \omega_c)^2 + \nu_i^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_c)^2 + \nu_i^2} \right] \quad (\text{W/m}^3) \end{aligned} \quad (12.42)$$

这是高频电场能耦合到等离子体的功率(单位:W/m³)。式中的最后一项可以表示成一个“整体”项，它所包含的因素几乎与等离子体的时间和空间无关。第一个变量是高频场的激励频率；第二个变量是电子回旋频率，或放电区的磁感应强度；第三个变量是电子与中性粒子的碰撞频率，多种气体的碰撞频率示于表 4.2 和表 4.3 中。碰撞频率与本底气体压强是线性比例关系。所有的这三个变量：激励频率、气压和磁感应强度，对整个等离子体的影响是均等的又是独立的变量，从原理上讲我们可以从等离子体外面调节。

式(12.42)右边第二项是一个正比于电子数密度并表征一个时间和空间变化的项，它在等离子体鞘层中的值比等离子体内部的值小，因为在等离子体内部电子数密度较高。调整输入等离子体中的总功率可以控制电子数密度，但是研究者尚没有完全控制这一项所表示的功率沉积，因为对等离子体本身和鞘层之间的轴向数密度变化，等离子体将有一个自治的解。鞘层也会影响这一项。

最后，式(12.42)右边第一项代表时间和空间变化的分布，它几乎完全超出了研究者

的控制范围.因为鞘层中的电场一般比准中性等离子体中心区强得多,故这一项也非常重
要.一般地说,等离子体和其鞘层中的电场会自动调整,使得大部分功率耗散发生在鞘层
之中.电场进入等离子体的穿透深度受趋肤深度的控制.因而这一项的重要性还可用另一个
原因来解释,即为什么趋肤深度应该比平板反应器两极板间的距离大.

12.3.2 电极压降的经验定标

在微电子线路的等离子体刻蚀以及在某些其它等离子体加工中,轰击到电极表面的
离子的能量是一个非常重要的参量.因此,控制离子能量的电极压降的定标是一个很重
要的问题.图 12.6 表示一个典型的平行平板高频等离子体反应器.电极压降 V_1 和 V_2 与两
电极之表面积 A_1 和 A_2 之间的关系由经验导出的定标定律给出

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^q \quad (12.78)$$

在反应离子刻蚀(RIE)中,参量 V_1 和 A_1 是指放置芯片的带电电极,而 V_2 和 A_2 是指接地
电极.经验数据表明:指数 q 的变化范围为

$$1.0 \leq q \leq 2.5 \quad (12.79)$$

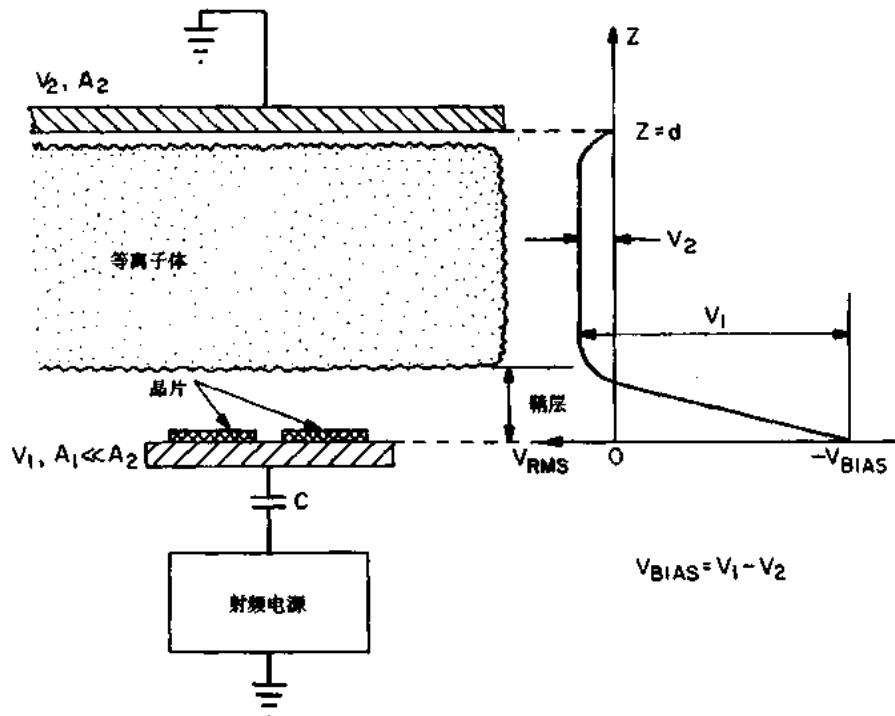


图 12.6 电极表面积不相等、电极压降不相等的平行平板高频等离子体反应器

12.3.3 阴极压降的理论

从最基本的原理来确定指数 q ,仍是电容高频等离子体反应器物理学尚未解决的理
论问题.给出与式(12.79)经验确定的范围最一致的理论模型是假设两个电极所截获的
实际离子电流相等.该假设对于两个电极都带电的对称情况显然是真实的.但是,不清楚的

是为什么对非对称的几何结构这也是真实的.此模型还假设,器壁处于对等离子体足够负的电位上,离子电流来自无规轰击形成的离子饱和电流.

采用这一模型,考虑电极压降按图 12.6 分布,则实际流到 1 号电极的离子电流由下式给出:

$$I_1 = A_1 J_1 = A_1 e n_{i1} \bar{v}_i \quad (12.80)$$

而 2 号电极上的实际离子电流为

$$I_2 = A_2 J_2 = A_2 e n_{i2} \bar{v}_i \quad (12.81)$$

经过电极压降 V 被加速之后的离子速度为

$$\bar{v}_i = \sqrt{\frac{2eV}{m_i}} \quad (12.82)$$

如果相同种类的离子流到两个电极,即 $m_{i1}=m_{i2}$,而且假定在每个鞘层的边缘电子数密度相同(如果像多数等离子体加工应用的要求那样,主体等离子体空间分布均匀,则这是个合理的假设),则在两个电极鞘层的边缘有 $n_{i1}=n_{i2}$.

如果由式(12.80)和(12.81)所给定的离子电流相等,即

$$I_1 = I_2 \quad (12.83)$$

则可将式(12.80)和(12.81)代入式(12.83),得到

$$e A_1 n_{i1} \sqrt{\frac{2eV_1}{m_i}} = e A_2 n_{i2} \sqrt{\frac{2eV_2}{m_i}} \quad (12.84)$$

这给出了定标方程

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 \quad (12.85)$$

或者说指数 $q=2$,与式(12.79)所表示的经验定标结果一致.

由多种近似鞘层模型得到的电极压降定标定律的其它理论,都得不到这样好的结果.有一种模型是根据 Child 定律给出 $q=4.0$,严重偏离实际观测结果.另一种理论是根据鞘层中平均自由程保持常数的模型给出 $q=2.5$,勉强与经验数据的上极限一致.因此,要理解这一重要的定标关系,还要做更多的工作,同样对高频鞘层动力学,它能导致相等的实际电流流过表面积不相等的平行平板反应器电极,也需要做更多的工作.

12.4 电容耦合射频等离子体源

电容耦合的高频等离子体源,在全世界用于微电子工业的等离子体源中是很好地描述过的,因而对于一个大的工业市场是重要的反应器.在其微电子应用中,人们用等离子体辅助化学气相沉积(PCVD)或溅射在基片上刻蚀图纹,其中基片上包含着许多单个微电子集成电路.

12.4.1 电极结构

等离子体和其刻蚀/沉积过程的均匀性及生产重复性是微电子应用中的关键要求.图 12.7 所示的圆桶形反应器电极结构是获得很广泛应用的结构之一,它是由两半圆柱面电极和被它包围的玻璃钟罩组成的.基片常常就像盘碟那样沿等离子体轴置于一支架上.晶

片处于漂浮电位,只受到低的离子轰击能量.

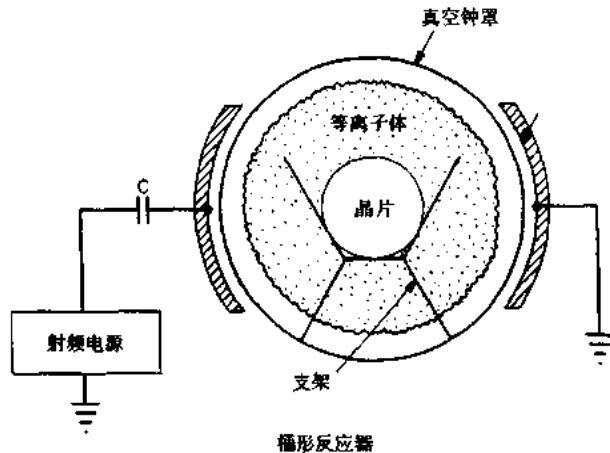


图 12.7 桶形电容耦合反应器结构,电容耦合电极置于玻璃或介质真空钟罩之外

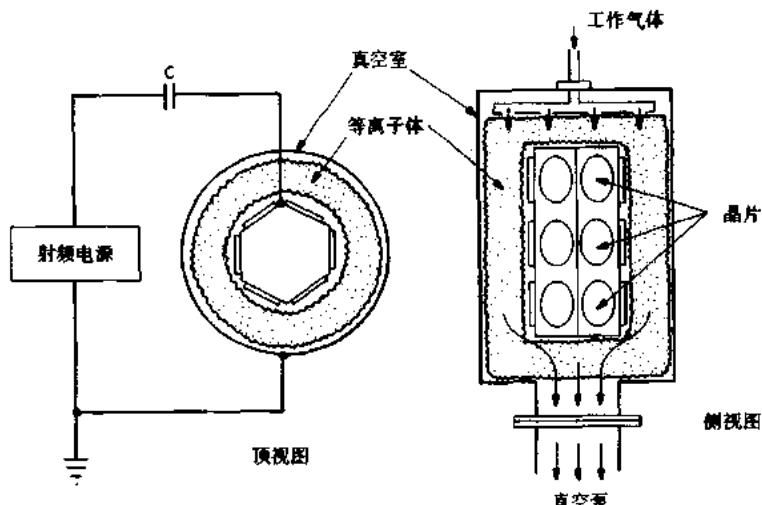


图 12.8 用于反应离子刻蚀的六角柱形反应器

另一种结构是叫六角形反应器,示于图 12.8. 在六角中心柱体每个面上装上大量的基片,在多数应用中,该六角柱体就是带电电极. 在基片上施加一直流偏压而产生一相对各向异性的横向刻蚀. 在六角柱体与接地外圆筒之间的空间充满等离子体,要求等离子体尽可能地均匀. 工作气体通常从顶部通过一个喷头注入,然后从底部抽走.

图 12.9 所示的平行平板反应器,在微电子工业中,它也许是应用最广泛的结构. 通常将基片置于面积为 A_1 的带电电极上,与之相对为面积 $A_2 > A_1$ 的接地电极. 有时金属真空壁就作为接地电极. 需考虑电极的冷却和气体的馈送. 有时还采用多组电极,如图 12.10 所示. 当多组基片要同样处理时,各电极可同时加同样的电,而当每一组基片需要不同的加工处理时,电极可分开单独加电.

其它一些在工业上广泛应用的高频等离子体反应器结构是平行平板高频磁控反应器和平面高频磁控反应器. 这些结构与图 9.32 和 9.33 所示的相应直流结构基本一致,不同

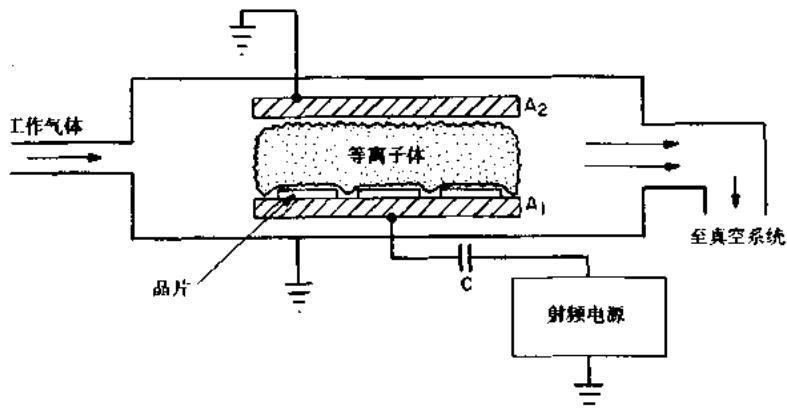


图 12.9 用于反应离子刻蚀的平行平板电容耦合高频等离子体反应器、基片置于带电电极上

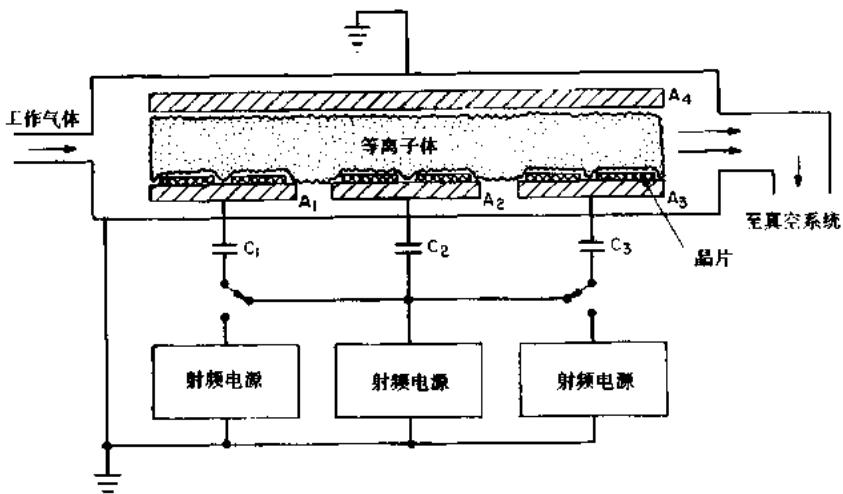


图 12.10 平行平板等离子体反应器的一种多电极系统，每组基片既可单独加工，又可与其它基片同时进行加工

的只是所加电压不是直流，而是典型值为 13.56MHz 的高频能量，以达到通过绝缘工件或晶片的良好电容耦合。使用高频时，等离子体运行电压比直流为低。

其它一些电容耦合结构，在工业上用得不甚广泛，只是有时也被采用。图 12.11 所示的一种端部电极反应器已进行过许多计算机模拟研究。在该反应器中，一对实心金属电极置于长圆柱等离子体的两端，用高频功率激发。图 12.12 所示为环耦合的圆柱反应器，两个金属圆环置于玻璃真空系统外面以馈入高频能量。这种电极安排方式，避免了电极材料对等离子体的污染。图 12.13 给出的是圆柱内电极反应器，两个半圆筒放在真空室里面，直接与等离子体上接触。这种结构，功率耦合良好，但可能产生电极材料对等离子体的污染。最后一种圆柱外电极反应器示于图 12.14，两半圆筒置于玻璃真空系统外面，不与等离子体直接接触，构成一种较小型的桶型反应器。该结构由于电极与等离子体不接触，可保证等离子体的纯度，而且等离子体比较均匀。

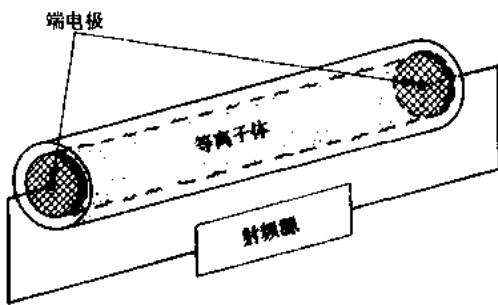


图 12.11 端电极圆柱形高频电容耦合等离子体反应器,两端电极与等离子体相接触

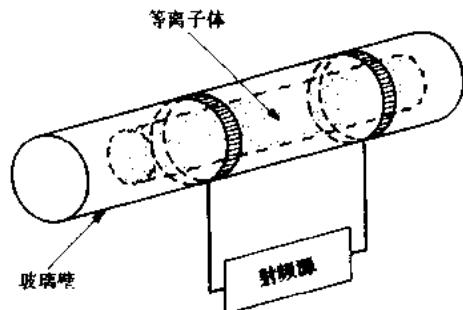


图 12.12 环形耦合圆柱高频电容耦合等离子体反应器,环形电极置于玻璃管壁外

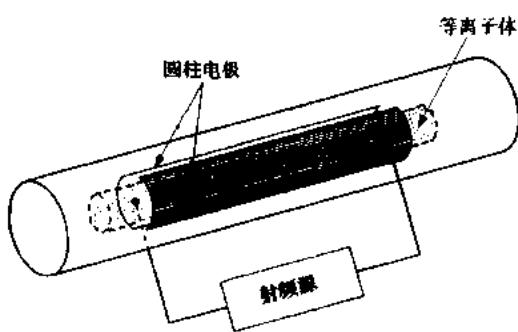


图 12.13 内圆筒电极高频电容耦合等离子体反应器,其两个半圆筒电极与等离子体接触

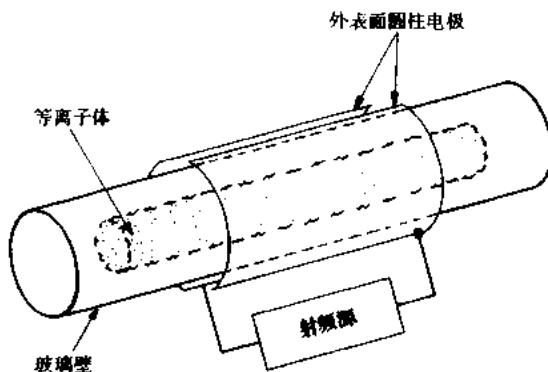


图 12.14 外圆筒电极高频电容耦合等离子体反应器,其两半圆筒电极置于玻璃管壁外

12.4.2 GEC 标准单元反应器

在微电子沉积和刻蚀所涉及的领域中,这类设备的每一个制造者和每一个研究实验室,都有他们自己独特的高频电源线路,自己的电极几何结构,以及自己的测量和诊断仪器。为了在这一领域中引进某些标准,以能更好地比较不同实验室所获得的结果,美国物理学会所属的年度气体电子学会议(GEC)就此提出了建议,这就是现在已被大家所知的 GEC 标准单元,或 GEC 标准研究反应器。

GEC 标准单元的基本结构如图 12.15 所示。真空系统由不锈钢制成,其中包含一对直径 10cm,间距 2.5cm 轴对称圆盘电极。标准高频激励频率是 13.56MHz。在 GEC 标准单元中使用高频激励可能出现的问题是如何精确测量实际交给等离子体的高频功率。为了简化高频测量,采用图 12.16 所示的等效回路来作模拟和电气测量,杂散电感和电容示于图中左边,等离子体反应器相关联的回路元件示于图中右边,这些元件所引入的阻抗也示于图的右边。

这装置中产生的标准等离子体,已进行过广泛的诊断,其目的是为工业和其它实验室建立一个参考点。这种诊断的最近一个例子是 Bletzinger 等于 1991 年所做的,他用 GEC 标准单元,在一个很宽的适用条件范围内,对积分等离子体数密度作了微波干涉测量。表 12.1 列出了测量的部分结果,表中所示的功率是实际交给等离子体的功率,电子数密度是沿等离子体直径所取的平均值。这项研究中的数据取自氩和氮气,氩气放电中,交给等

离子体的功率为 40W, 平均电子数密度是 2×10^{17} 电子数/ m^3 ; 同样射频功率时, 氢气放电的平均电子数密度为 3×10^{17} 电子数/ m^3 .

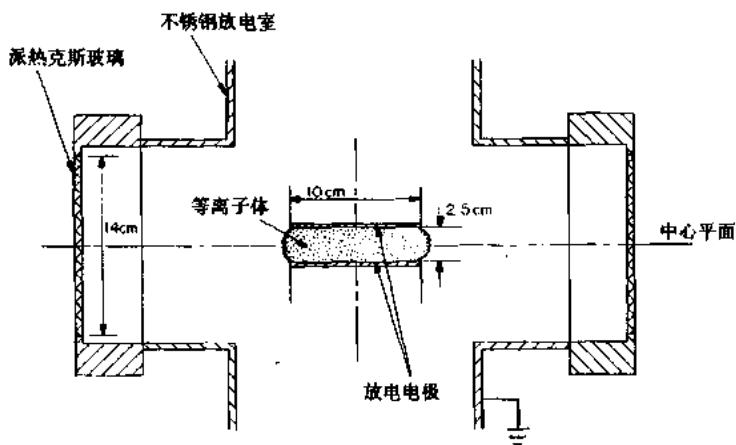


图 12.15 气体电子学会议 GEC 标准研究反应器示意图. 平行电极沿图中垂直轴主轴对称

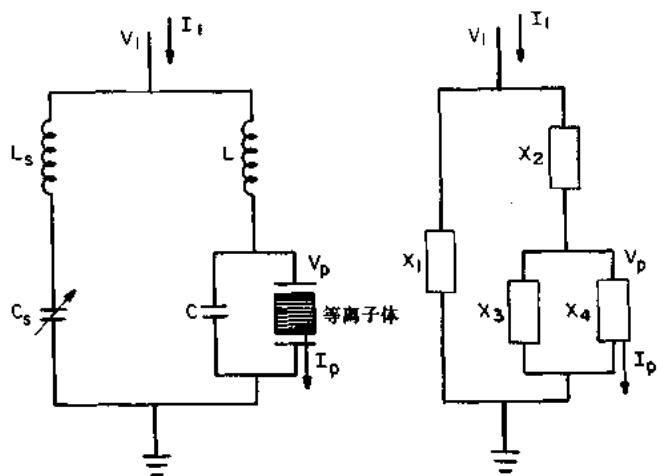


图 12.16 GEC 标准研究反应器的等效线路和线路元件

表 12.1 气体电子学会议(GEC)标准研究反应器的特性
(取自 Bletzinger et al. 1991)

参量	低值	高值
功率	1W	100W
直流偏压	5V	250V
电子密度, n_e	10^{15} 电子数/ m^3	3×10^{17} 电子数/ m^3
气压, p_0	0.10Torr	1Torr

多数平行平板等离子体工业加工用的反应器都与 GEC 标准研究反应器相似, 然而都没有标准化. 由于缺乏标准化, 常常很难知道如加到给定的工业等离子体的功率的准确值. 这不仅是一个需要知道正弦电压和电流间的相角的问题, 而且, 波形本身特别是电流

波形,经常就是非正弦的.为了在相互比较现有商用平行平板反应器中所吸收的功率,必须知道高频电源的电气特性、所用反应器的阻抗匹配特性以及所用的测量线路.

12.4.3 系统特性

对给定应用所要求的特殊等离子体处理方式,使用的高频电源和电极连接有着各种不同的安排.图 12.17 示出了等离子体刻蚀(PE)的结构图.该结构中,基片或工件置于接地电极上,而高频电流是连接到与之相对的带电电极.该结构为刻蚀和/或沉积提供各种活性物质,包括自由基、激发态原子和其它等离子体,该结构用于不需要高能离子的场合.

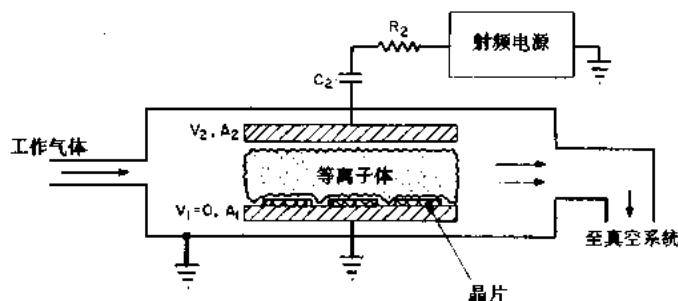


图 12.17 等离子体刻蚀用的平行平板高频等离子体反应器, 基片置于
接地电极上, 与之相对的电极带电

或许,最常用的电源的电极形式是反应离子刻蚀(RIE)结构,其结构示于图 12.18.如式(12.78)指出的,等离子体和带电电极之间鞘层上的电压降可以通过改变电极之面积比来调整.在这种 RIE 结构中,基片装在带电电极上,相对的另一电极接地.有时接地的真空容器壁就作为接地电极.如果两电极面积比 $A_1 \ll A_2$,电极压降 V_1 可达数百伏,这种情况对于产生垂直入射到基片表面的高能离子是很有利的.

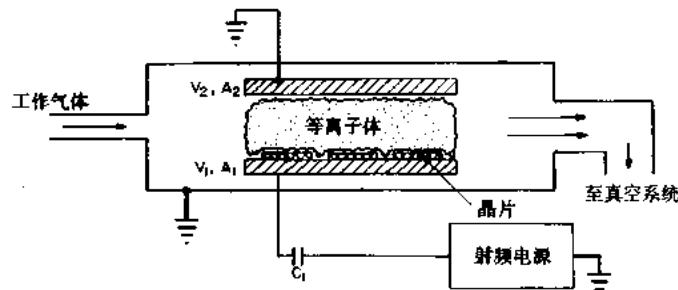


图 12.18 工作于反应离子刻蚀(RIE)的平行平板高频等离子体反应
器, 基片置于带电电极上, 与之相对的电极接地. $V_{bias} \neq 0$.
 $V_2 = 0, A_1 \leq A_2$

当要求两个电极上有相等作用,而高离子能量并不重要,可用图 12.19 所示的对称三极管刻蚀(STE)结构.这种情况,轰击到装于电极上的基片上的活性物质具有相当低的离子通量和离子能量.基片或工件可随意装在各个电极上.当离子能量要精细调整时,有时可使用非对称三极管刻蚀(ATE)结构.可以通过使回路元件及鞘层电极面积非对称,或通过控制外部参量以改变基片上的鞘层电压降来实现调节,并不通过改变两电极面积比.

电极面积比往往因装置的几何结构是固定不变的。

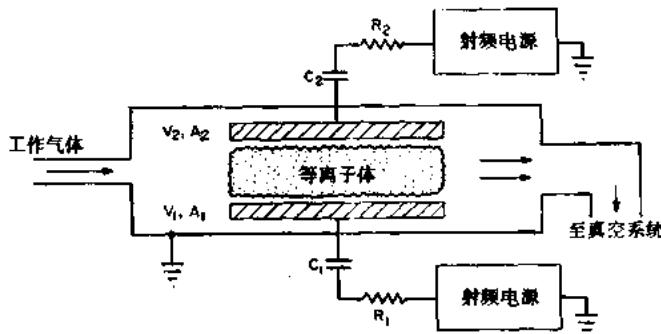


图 12.19 三极管刻蚀用的平行平板高频反应器。含对称和非对称两种情况。对称运用时，电极面积相等，且两极板的高频回路元件和电源均相同，即 $A_1 = A_2, R_1 = R_2, V_1 = V_2$ 和 $V_{bias} = 0$ ；而非对称运用时， $A_1 \neq A_2, R_1 \neq R_2, V_1 \neq V_2$ 和 $V_{bias} \neq 0$

图 12.20 所示的是磁增强反应离子刻蚀(MERIE)结构。使基片上方的等离子体产生旋转，从而使到达被加工基片或工件表面的离子通量或等离子体特性可能存在的一些微小不对称性得以均衡以改善其均匀性。磁场与平行平板反应器系统的两个电极平行，并能沿电极轴线以相当低的速度旋转。往往在一次等离子体加工过程中，磁场只需转几圈就可以达到我们所要求的均衡作用。

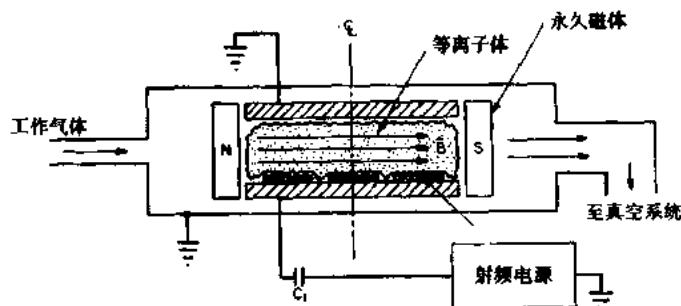


图 12.20 用于磁增强反应离子刻蚀(MERIE)的平行平板高频等离子体反应器，其中置基片的电极带电，磁场与电极表面平行并相对于中心线旋转使基片上等离子体效应更均匀

磁场的旋转可以使用旋转磁体结构来实现。在平行平板反应器的外周安置四个或更多的线圈，只要对线圈电流作相位调制就可使磁感应矢量产生旋转。这相当于前一章中所讨论过的一种约束聚变(Rotamak)感应加热方法，将转速减慢许多的情况。这种旋转磁体结构的优点是在等离子体加工的真空系统中不存在运动部件。磁感应既可以用线圈来产生，也可用永磁体。在某些结构中，线圈或者永磁体是装在一个旋转的转盘上，磁场的旋转是通过机械方式来实现的。

如图 12.20 所示的 MERIE 中，所使用的高频频率常常很低，等离子体是在远离电子回旋谐振(ECR)的条件下工作，因而在 MERIE 的运用中，ECR 加热或功率吸收几乎不起什么作用。如果在等离子体中，工作频率和磁感应强度达到电子回旋谐振的条件，则

MERIE 就变化成了 ECR 反应器, 这将在第 13 章中讨论.

12.4.4 运行区

用于等离子体处理的电容耦合高频平行平板反应器, 在不同运行区的一些典型数值列于表 12.2 中, 表中还列出了每个参量的极限值. 它们的工作频率范围从 1kHz 到 100MHz 或更高, 其中工业上广泛应用的频率是 13.56MHz. 气体压强较低, 因而离子和溅射原子的平均自由程相对较长, 气压范围一般为 3~5mTorr, 其功率一般较低, 交给等离子体的功率为 50~500W. 电流密度从低于 1~mA/cm^2 时, 均方根电极电压范围从大约 100~1000V. 离子到达“阴极”(通常是带基片的带电电极)的能量可达 100eV, 这一能量值足够满足深度有效刻蚀的需要. 电极间距从小到 1cm, 大到如圆桶形或六角形反应器中的 30cm.

12.4.5 等离子体特性

表 12.2 中列出了这类等离子体的某些参量, 包括电子动力学温度、数密度和离子能量. 也许这种供工业等离子体加工用的平行平板高频反应器最重要的等离子体特性是鞘层压降, 该压降产生的高能离子供刻蚀和溅射应用. 一种典型的高频平行平板等离子体反应器示于图 12.6 中, 其中带电电极的面积 A_1 远小于与之相对的电极或器壁的面积 A_2 . 在等离子体与接地电极之间有一鞘层压降 V_2 , 与带电电极之间有一鞘层压降 V_1 . 刻蚀时, 常常希望 V_1 尽可能大. 该压降 V_1 是受电极上的实在电流密度所控制, 因而也就决定于其面积比. 其中的一个电极通常是接地, 也可能接到真空室的接地器壁上. 图 12.6 中等离子体上的电位是用图中左向画出的正电位表示的.

表 12.2 电容耦合等离子体反应器的工作方式

参量	低值	典型值	高值
频率	1kHz	13.56kHz	100MHz
气压	3mTorr	300mTorr	5Torr
功率	50W	$\approx 200W$	500W
均方根电极电压	100V	$\approx 300V$	1000V
电流密度	0.1~mA/cm^2	$\approx 3\text{~mA/cm}^2$	$\approx 10\text{~mA/cm}^2$
电子温度, T_e	3eV	$\approx 5\text{~eV}$	8eV
电子密度, n_e	10^{15}~电子数/m^3	$\approx 5 \times 10^{15}\text{~电子数/m}^3$	$3 \times 10^{17}\text{~电子数/m}^3$
离子能量, E_i	5eV	50eV	500eV
电极间距, d	0.5cm	4cm	30cm

12.5 电容耦合射频等离子体反应器的实例

12.5.1 在氯气放电中的模式变换

某些高频辉光放电的运行就像一些直流辉光放电一样, 容易产生模式变换. 图 12.21 和 12.22 中给出的由 Aydil 和 Economou(1991)发表的论文所给出的结果. 这些作者描述

了在 13.56MHz 的氯气辉光放电中所观察到的两种稳定状态：一种均匀态，其电极上方等离子体和刻蚀速率沿径向是均匀分布的；另一种叫“等离子体粒团(Plasmoid)”状态，在电极板之间形成一种模糊的团状等离子体(叫做等离子体粒团)，等离子体数密度和刻蚀速率沿径向观察是非常不均匀的。

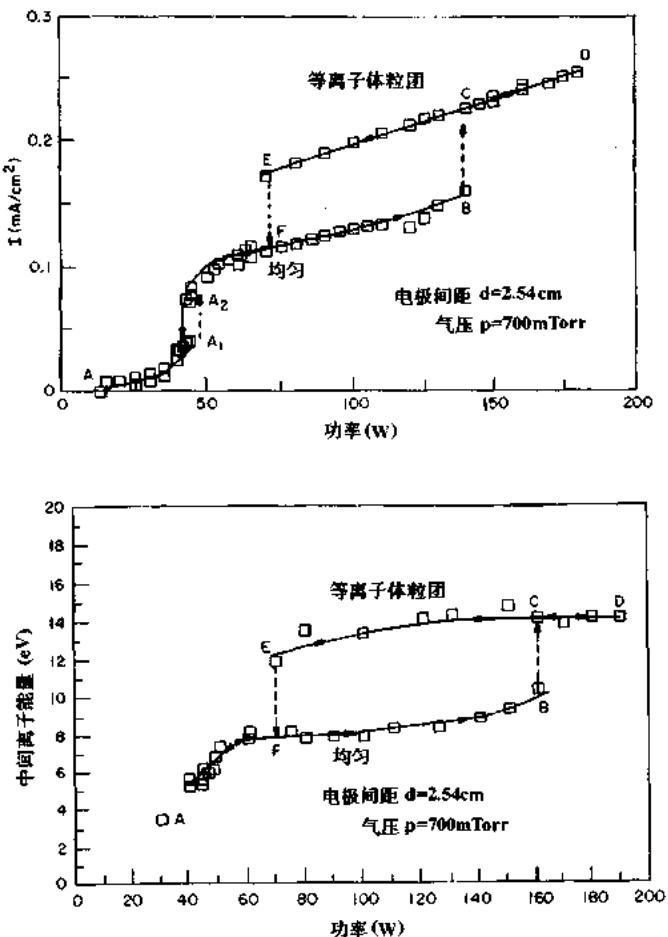


图 12.21 (a) 平行平板氯气辉光放电中的模式转换。当气压为 0.7Torr 、电极间距 2.54cm 时的离子轰击电流对功率的函数关系；(b) 氯气放电中平均离子能量与高频输入功率的函数关系，表示在与 (a) 相同的条件下，模式转换的影响。(取自 Aydil and Economou 1991)

图 12.21(a) 表示电极上离子电流密度对馈入平行平板等离子体反应器的功率的函数关系。这些数据是在下述条件下取得的：气压 $p = 0.7\text{Torr}$ ，电极间距 $d = 2.54\text{cm}$ ，气体流速为每分钟 25 标准立方米。图 12.21 显示出了两种模式的双稳状态。下面一条曲线代表均匀等离子体。在功率输入超过大约 140W 时，高频辉光放电自发地从 B 点转换到 C 点，即从均匀态转换到非均匀的等离子体粒团(Plasmoid)状态。这一状态一直保持到功率电平下降到大约 70W 的 E 点。这时它又自发转换到 F 点，即均匀态。这种双稳态运行将影响氯离子轰击器壁的平均能量，从图 12.21(b) 所示的曲线可看出，这一平均能量相差接近于两倍。

图 12.21 所显示的特性,数学上称为突变,物理上类似于磁滞现象,其中一些等离子体参量,譬如器壁上的离子通量和离子能量,在进入等离子体功率的一个很大范围内出现双值。相同作者给出的另一类似例子示于图 12.22 中,只是条件稍微有些差别,即功率保持 100W 不变,电极间距 $d=2.54\text{cm}$,只改变气体压强。当压强作为独立变量变化时,同样出现了突变、磁滞和多值对应等特性。

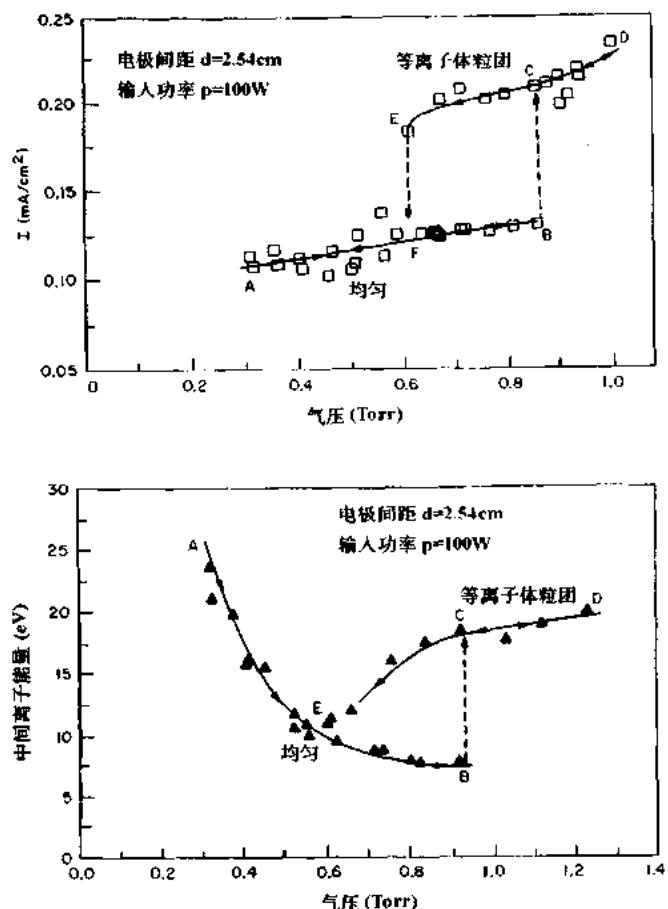


图 12.22 (a) 平行平板等离子体反应器中的氯气辉光放电: 离子轰击电流与气体压强的函数关系, 输入功率 100W, 电极间距为 2.54cm, 模式转换的影响显而易见;(b) 在与图(a)相同的条件下, 平均离子能量与气体压强的函数关系(取自 Aydil and Economou 1991)

图 12.21 和 12.22 中显示的模式特性,在工业应用中是极不希望出现的。这不仅仅是因为一组等离子体运行参数,如气压或输入功率,可能得到两个不同的离子能量和轰击效果中的一个,而且这双稳态中的一个是微电子应用不能接受的,其径向不均匀性,有可能使制造过程中的整炉基片报废。由于这些模式转换的物理过程至今尚不十分清楚,因而,直到现在,既没有理论分析来预测该双稳态特性的开始和过程的范围,也没有任何能提供这些信息的经验关系式。

12.5.2 在一个大气压下的高频辉光放电

新近在工业等离子体源方面的发展是射频大气辉光放电(Kand et al. 1991, Roth et al. 1992). 采用频率为千赫兹量级的高压射频激励, 有可能在一个大气压的空气中或其它气体中产生稳定的均匀辉光放电, 这样便不再需要真空系统使材料曝露于等离子体中.

这种大气压等离子体反应器的结构示于图 12.23, 实验是在田纳西州立大学(UTK)的等离子体科学实验室进行的. 反应器由两块加有射频电场的平板电极构成. 电场的振幅为每厘米千伏量级, 频率在千赫兹频段内. 电场必须足够强以击穿工作气体, 氮和氩的击穿电场远比空气低. 高频频率必须在正确的频段内, 因为, 如果频率太低, 放电不能启动; 若太高, 会形成两板之间的丝状放电. 只在比较有限的频率范围内, 才能形成无丝状放电的、均匀的大气压辉光放电等离子体.

平行板电极放在一个有机玻璃容器内, 如图 12.23 所示. 这个容器的基本功能是控制大气压下所用工作气体的组分. 反应器的两个平行板电极间距的中间, 装有一个裸金属屏, 通过一个扼流圈接地. 屏的坚硬的表面提供了处理的材料的支架, 上面的孔可使气体从有机玻璃室的上半部流到下半部. 图 12.23 的两个平行板电极由均方根功率为 $0\sim 10\text{kV}$ 的放大器供电, 频率可由 1kHz 至 100kHz . 从气体排出线漏到一个真空系统的工作气体中取样, 用质谱仪分析. 两个铜电极板面积为 21.6cm^2 , 与等离子体接触的表面以 3.2mm 厚的派热变斯玻璃¹板覆盖.

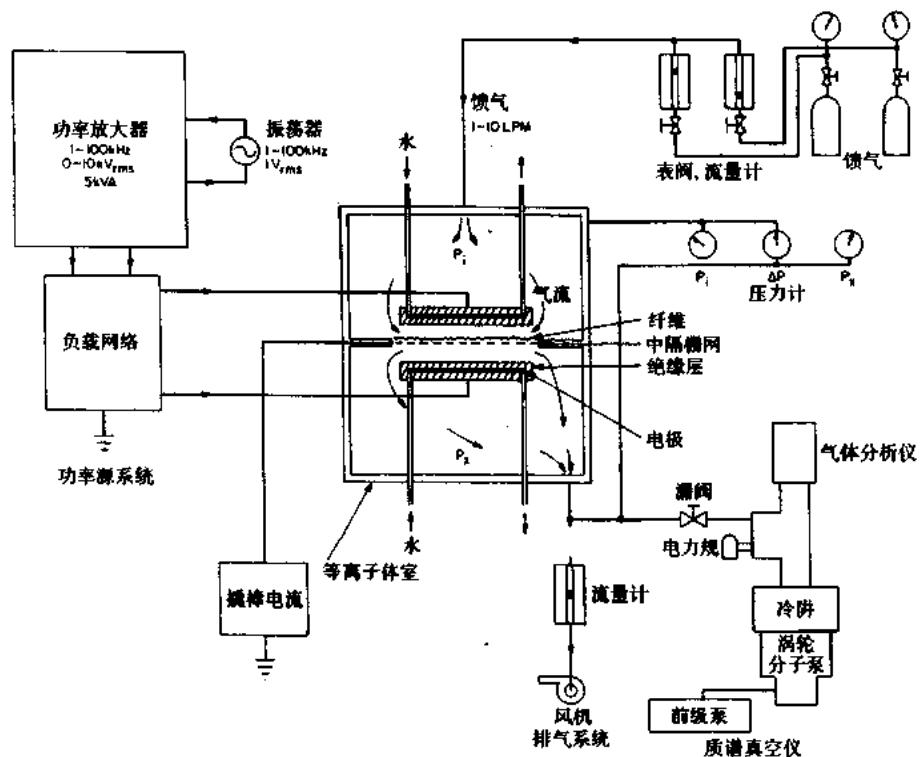


图 12.23 一大气压辉光放电等离子体反应器系统框图

¹ 一种耐热硬玻璃. --- 译者注

用在一个大气压辉光放电反应器的只是每厘米数千伏的电场，这个数值通常不能形成直流击穿。然而，如正离子组分被捕获在两个平行极之间，而同时，电子可自由地运动到绝缘电极板上，那儿，它们被复合或建立起表面电荷。氮和氩气可以在这样低的射频电场下击穿。所以，当所用射频电场频率高到可在中间屏与一个电极板之间捕获离子，又不高到使电子也被捕获时，预期的均匀大气压辉光放电即可产生。

若射频频率太低，电子与离子都能到达边界并复合，则或不能启动放电，或只在平板之间形成几个粗的丝状放电。若使用频率正好在一个窄频段内，则离子在中间屏与一个电极板之间振荡，没有时间在射频的半个周期内到达边缘。如果更易运动的电子仍能离开等离子体区而撞击到界面上，则预期的均匀等离子体可产生。若射频频率还要高，电子与离子都在放电中被捕获，则形成丝状等离子体。

已有近似理论描述电极间距、均方根电压和在两电极间只捕获离子而不捕获电子从而产生均匀一大气压辉光放电等离子体的工作频率的关系。图 12.24 是一个大气压辉光放电等离子体反应器的上部容器。这个空间的下边界是中间板，若射频电源的输出是以有一个中心抽头的推挽电路接到电极板上，则中间板的漂浮电位将维持在地电位附近。采用图 12.24 中的笛卡尔坐标系，电场在 x 方向，接地中间屏与上电极之间电场的最大振幅为 E_0 ，屏与电极间的间距为 d 。假定载有样品的中间屏不允许离子通过中间平面从上半室穿越到下半室，反之亦然。

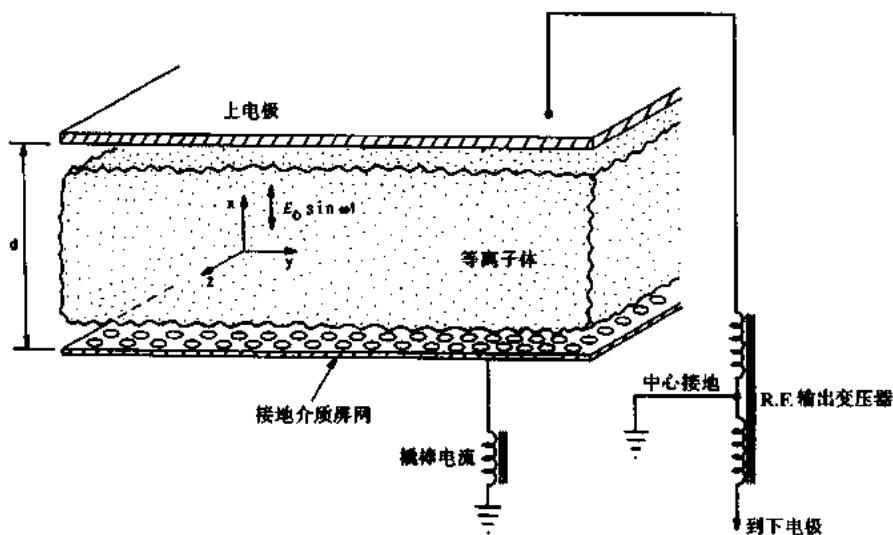


图 12.24 具有高频输出变压器次级、匹配网络和反应器电极的一大气压辉光放电等离子体反应器示意图

图 12.24 中电极间的电场为

$$\mathbf{E} = (E_0 \sin \omega t, 0, 0) \quad (12.86)$$

假设大气压辉光放电是无磁场的，洛伦兹模型中的电子与离子运动方程为

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} = -mv_e\mathbf{v} - e\mathbf{E} \quad (12.87)$$

右边第一项是洛伦兹振荡项，对应于每次碰撞都丢失其全部动量 mv 且碰撞频率为 ν_c 。式 (12.87) 的 x 分量为

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + m\nu_e \frac{dx}{dt} = eE_0 \sin \omega t \quad (12.88)$$

这里,式(12.86)的电场 E 已被代入式(12.87)的右边,式(12.88)的通解为

$$x = C_1 \sin \omega t + C_2 \cos \omega t \quad (12.89)$$

其中常量 C_1 与 C_2 分别为

$$C_1 = -\frac{eE_0}{m} \frac{1}{(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (12.90)$$

$$C_2 = -\frac{\nu_e e E_0}{\omega m} \frac{1}{(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (12.91)$$

一个大气压氦辉光放电工作于频率 $\omega/2\pi$ 为 1 至 30kHz。对于一个大气压的氦气, $\nu_i = 6.8 \times 10^9$ 离子碰撞数/s 和 $\nu_{ee} = 1.8 \times 10^{12}$ 电子碰撞数/s (Anon. 1991), 离子与电子的碰撞频率均远高于工作频率 ($\nu_e \gg \omega$), 意味着常量 C_2 远大于常量 C_1 , 或

$$C_2 \approx -\frac{eE_0}{\omega m \nu_e} \gg C_1 \quad (12.92)$$

在平板之间,电子或离子在电场中的位置-时间关系,由式(12.92)代入式(12.89)得到

$$x(t) \approx -\frac{eE_0}{\omega m \nu_e} \cos \omega t \quad (12.93)$$

在半周期内电子或离子的 rms 位移为

$$x_{rms} \approx \frac{2}{\pi} \frac{eE_0}{m \omega \nu_e} \quad (\text{m}) \quad (12.94)$$

若 ν_0 是以赫兹为单位的激励频率, V_{rms} 是板上外施电压的均方根值, 则高频角频率为

$$\omega = 2\pi\nu_0 \quad (12.95)$$

平板之间的最大电场可近似地以它们之间的电压 V_0 表示

$$E_0 = \frac{V_0}{d} = \frac{\pi V_{rms}}{2d} \quad (12.96)$$

如果考察的电荷在一个完整射频周期内横越中间平面到一个电极之间的放电室宽度, 则

$$x_{rms} \leq d/2 \quad (12.97)$$

式(12.97)表明,为了在平板之间建立电荷,粒子的均方根位移应小于净空间间距的一半。在图 12.24 的结构中,距离 d 是接地中间屏与所接电源的电极之间的间距。把式(12.95)至(12.97)代入式(12.94), 得

$$\frac{d}{2} \approx \frac{eV_{rms}}{2\pi m \nu_0 \nu_e d} \quad (12.98)$$

现在可求临界频率 ν_0 , 高于这个频率可在等离子体体积内建立起电荷

$$\nu_0 \approx \frac{eV_{rms}}{\pi m \nu_e d^2} \quad (\text{Hz}) \quad (12.99)$$

在式(12.99)中, ν_e 是一个大气压下离子或电子的碰撞频率, 均方根电压是均匀放电区的上限与下限的界限。

* 原文 ν_r 误为 ν_e 。——译者注

表 12.3 不同工作气体 He;He+1.7%O₂;Ar;Ar+He;Ar+1.7%O₂;空气中、一个大气压 UTK 等离子体反应器的均匀辉光放电特征参数范围

频率	1~20kHz
电压	1.5~9.5kV _{rms} (板至板)
电极间隙,d	0.8~2.5cm
压强	760±15,-5 Torr
rms 功率	10~150W
功率密度	4~120mW/cm ²
等离子体体积	0.7~2.4L

曾在 UTK 等离子体科学实验室中运行的一个大气压辉光放电等离子体反应器的参数范围列于表 12.3。放电运行的标称压强为一个大气压。示于表 12.3 中的几个托的变化是中间平面两边的压强差。表中的均方根功率是进入等离子体的净功率，小于在等离子体中并不显现的电抗功率。两电极板间等离子体的总体积为

$$S = 0.93d \quad (L) \quad (12.100)$$

其中 d 是以厘米为单位的从极板到中间屏的间距。

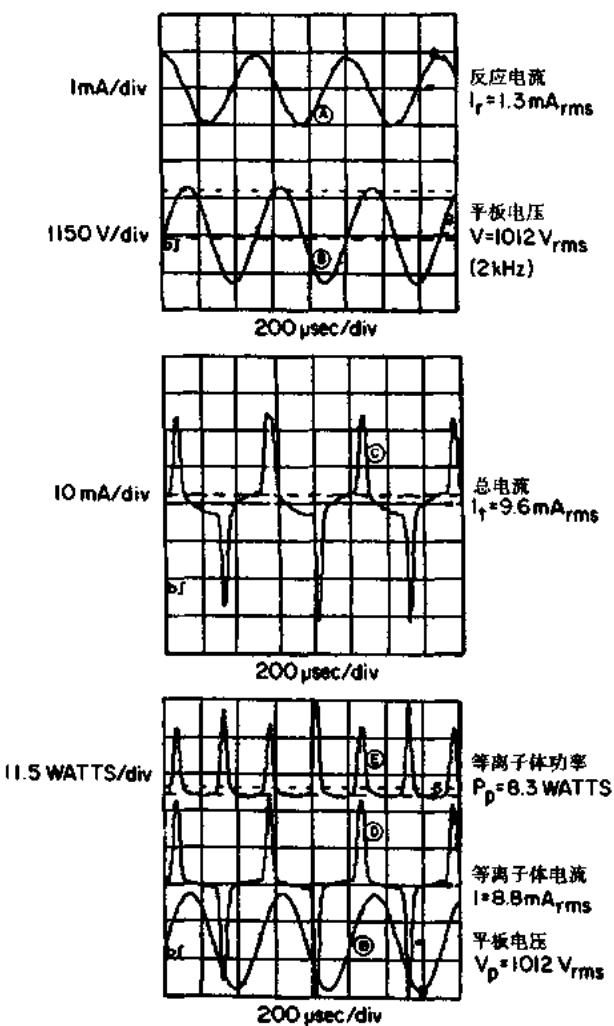


图 12.25 一种均匀放电的一大气压氮气辉光放电等离子体反应器的电压与电流波形，在均方根电压 $V_{rms}=1.01kV$ 、频率 $\nu_0=2.0kHz$ 及电极间距 $d=1.75cm$ 条件下，击穿电流的波形

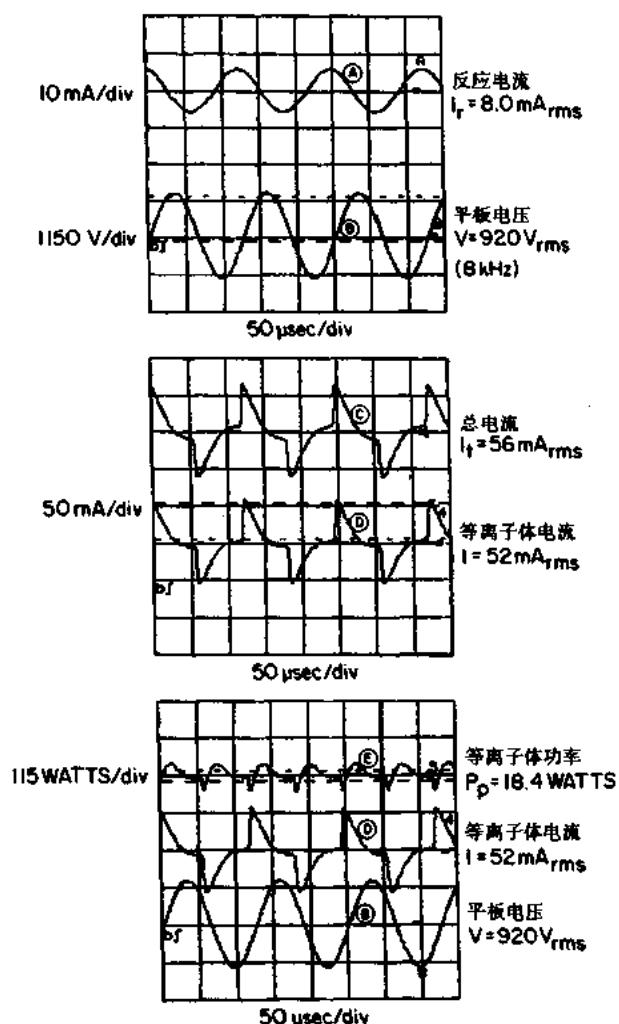


图 12.26 丝状放电的一大气压氮气辉光放电等离子体反应器的电压与电流波形, 工作电压为 $V_{rms} = 0.92\text{kV}$ 、频率 $\nu_0 = 8.0\text{kHz}$ 及电极间距 $d = 1.75\text{cm}$

图 12.25 和 12.26 表示工作于不同频率, 相同电极间距和气体流条件下的氮放电的两组电流电压波形 (Roth et al. 1993). 图 12.25 是在 2.0kHz 频率下的均匀辉光放电, 图 12.26 是在高于均匀等离子体运行频段的 8.0kHz 下的丝状放电. 高频电源的低内阻抗导致非常接近正弦的电压波形 (波形②). 电抗电流波形 (波形③), 每个周期内由于等离子体击穿而被截断两次, 一次是在当电压为正时, 一次是在负电压时. 波形①表示了在同样电压及运行条件下电抗反应电流波形, 但这是在空气中, 不是在氮气中. 在这种条件下, 在空气中没有可觉察的等离子体存在, 功率是完全电抗性的. 从总等离子体电流 (波形③) 中减去波形①的纯电抗电流得到波形④. 沉积在等离子体中的瞬时功率 (波形⑤) 是由等离子体电流超出电抗电流的部分乘以该点的电压 (波形②) 得到的. 平均功率是由脉冲周期内的积分除以周期获得的. 用这种方法, 对这些高度非正弦电流波形, 可求得进入等离子体的功率与功率密度. 图 12.25 所示均匀放电和图 12.26 的丝状放电表现出波形

⑤的特征性差异，这是区分均匀与丝状放电的一个方法。

因为等离子体功率正比于等离子体中活性粒子的产生率，因为电抗功率确定了电流及附属设备必需的功率容量，所以它们是很重要的。总功率是等离子体功率与电抗功率之和。图 12.27 表示在双对数坐标中，以每立方厘米毫瓦为单位的等离子体与总功率密度对加到平行平板上的均方根电压的函数关系。图 12.27 的活性等离子体体积为 1.63 升，工作气体为氦，中间屏与每一个平板间的间隔为 $d=1.75\text{cm}$ 。图 12.28 是在双对数坐标系中功率密度对频率的类似表示。均匀等离子体区的近似分界以前箭头指明，这些氮气中的数据是在与图 12.27 相同的等离子体体积和电极间距的条件下得到的。

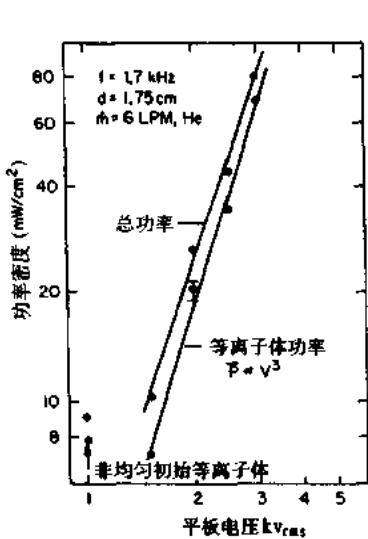


图 12.27 氮等离子体中功率密度与均方根电压的关系曲线，其中电极间距 $d=1.75\text{cm}$ ，工作频率 $f_0=1.7\text{kHz}$ ，等离子体体积为 1.63L 。下面曲线为等离子体功率，而上面曲线为总功率(包括纯电抗功率)

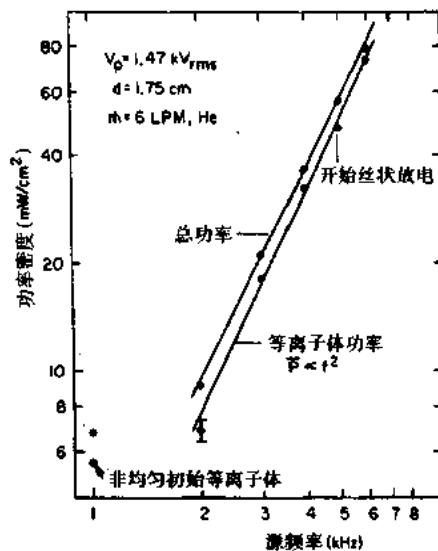


图 12.28 氮等离子体中功率密度与高频功率的关系曲线，其中电极间距 $d=1.75\text{cm}$ ，高频电极电压 $V_{\text{rms}}=1.47\text{kV}$ ，等离子体体积为 1.63L ^{*}。下面曲线为等离子体功率，而上面曲线为总功率(包括流到等离子体反应器的纯电抗功率)

在 VLF 频段产生稳态直流大气压辉光放电的技术发展，意味着现在在真空系统中进行的许多工业表面处理可在大气压下进行。真空系统是昂贵的并迫使作成批量处理。这种大气压放电的可能应用有：塑料的抗静电处理；改善聚烯对墨水与胶水的湿润性；改变纤维的结构和可染性；促进聚烯薄膜表面化学反应等。

12.6 电容耦合等离子体源存在的问题

尽管这种电容耦合等离子体源已广泛应用于工业，但理论上还了解得不够。比如：

(1) 高频等离子体鞘层的物理过程尚需进一步了解。要能找到一种可行的鞘层模型使之能预计鞘层厚度、鞘层上的电压降、离子能量、鞘层中的功率耗散以及期望从等离子

* 原文中 V_{rms} 误为 ν_{rms} 。——译者注

体得到的离子电流和/或电子电流.

(2) 等离子体中电子和离子的输运及其结果也需要更好地了解,包括全部粒子总平衡,离子和电子从等离子体到电极和器壁输运过程的详细物理过程.

(3) 高频辉光放电所发生的模式转换需要进一步了解,包括鉴别它们的物理过程和分析理论的公式化以预计其形成和达到稳定的区域.

(4) 最后,尚需要建立一套高频平行平板放电的理论,能在足够宽的范围内预计鞘层电压降和达到电极表面的离子能量.这样,离子能量可划分成类以适应许多等离子体加工应用的要求.

12.7 电容耦合高频等离子体源的应用

电容耦合高频等离子体反应器的一些最新应用已经总结在最近美国国家科学学会1991年公布的一份报告中.关于等离子体加工中这些源的应用已由 Baddour 和 Timmins (1967), Sugano(1985)写成专著.

平行平板等离子体反应器也许是工业界应用最广泛的反应器,包括用于商业生产目的和实验室的研究开发,它也被用于等离子体化学中,如连续气流反应器;研究表面化学;以及一些化学反应物的生产,包括一些离子,激发态原子或自由基这样的高活性物质;也可用于某些需要等离子体或由等离子体产生的紫外光来促进的化学反应.

另外一个广泛应用的领域是微电子电路用的薄膜沉积.其中,平行平板等离子体反应器被用来作等离子体辅助化学汽相沉积(CVD)、表面催化、表面聚合以及促进表面化学反应的形成.反应离子刻蚀广泛用于微电子刻蚀.平行平板等离子体反应器也可用于材料等离子体表面改性,以改变材料表面的附着性、湿润性或抗静电特性等等.最后,平行平板等离子体反应器已经被用作科研和开发以及其他应用的等离子体源.

参 考 文 献

- Anon. 1991 *Plasma Processing of Materials, Scientific Opportunities and Technological Challenges* (National Academy Press, Washington DC) ISBN 0-309-04597-5.
- Aydin, E. S. and Economou, J. 1991 Multiple Steady States in a Radio Frequency Chlorine Glow Discharge *J. Appl. Phys.* **69** 109-114.
- Baddour, R. F. and Timmins, R. S. (ed) 1967 *The Application of Plasmas to Chemical Processing* (Cambridge, MA: MIT Press) LCCN 67-17494.
- Betzinger, P., Garscadden, A., Andrews, M. L., and Cooper, D. 1991 The Dependence of Integrated Electron Line Density on the Absorbed Power for Different Gases in the GEC RF Standard Plasma Processing Research Reactor *Proc. 1991 IEEE Int. Conf. on Plasma Science, (Williamsburg, VA, 3-5 June 1991)* IEEE Catalog No. 91-CH3037-9, pp 136-137.
- Kanda, N., Kogoma, M., Jinno, H., Uchiyama, H., and Okazaki, S. 1991 *Proc. 10th Int. Symp. on Plasma Chemistry* vol 3 (International Union of Pure and Applied Chemistry) paper 3. 2-20.
- Roth, J. R., Laroussi, M. and Liu, C. 1992 Experimental Generation of a Steady-State Glow Discharge at Atmospheric Pressure *Proc. 19th IEEE Int. Conf. on Plasma Science, (Tampa, FL, 1-3 June 1992)*.
- Roth, J. R. and Spence, P. D. 1987 Measurement of the Effective Momentum Collision Frequency in a Turbulent, Weakly Ionized Plasma *Proc. 18th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (Swansea, UK)* vol 4 (International Union of Pure and Applied Physics) pp 614-615.
- Roth, J. R., Wadsworth, L. C., Spence, P. D., Tsai, P. P-Y and Liu, C. One atmosphere glow discharge plasma for

- surface treatment of nonwovens *Proc. 3rd Annual TANDEC Conf. on Melting and Spunbonding Technology (Knoxville, TN, 1-3 November 1993)* (Knoxville, TN; Textiles and Nonwovens Development Center) IN 37996-1950.
- Spence, P. D. 1990 *A Study of the Effective Electron Collision Frequency in a Weakly Ionized Turbulent Penning Discharge Plasma* PhD Thesis, University of Tennessee, Knoxville, TN.
- Sugano, T. (ed) 1985 *Applications of Plasma Processes to VLSI Technology* (New York: John Wiley) ISBN 0-471-86960-0, p 142.
- Tanizuka, N. 1989 Plasma Processing Control by a Magnetic Field Crossed to a Sheath Electric Field *Japan. J. Appl. Phys.* **28** 1703–1707.

13 气体中的微波放电

在微波频段,电磁辐射与等离子体的相互作用通常是集体的相互作用。在这种互作用中,等离子体作为一种介电媒质参与,而不像以往章节中那样的辐射与单个电子的互作用。自 80 年代中期以来,微波产生的等离子体已经越来越多地用于微电子等离子体加工,连续气流等离子体炬和一些化学反应器中(详见 NAS-NRC 报告“等离子体材料处理”Anon 1991)

13.1 引言

13.1.1 微波产生的等离子体

对微波产生的等离子体的研究,是从第二次世界大战后开始的。由于无线电探测和测距(雷达),以及对通信系统的研究,高功率微波源已实用化。出现了各种各样的千瓦级微波源,能稳态或脉冲运用。微波等离子体的早期工作是在麻省理工学院(MIT)的电子学研究室、纽约 Polytechnic 大学和加州大学 Berkely 分校进行的。多数微波等离子体研究有明确的目的:把雷达系统的探测范围从海平面扩大到高海拔和低气压,有些则为了利用其独特性能。

微波产生的等离子体比直流(DC)或射频(RF)等离子体有更高的电子温度,典型值为 5~15(eV),而后者只有 1~2eV。如果微波功率为千瓦级,微波等离子体中的电子密度可接近由电子等离子体频率所确定的临界密度。微波放电的典型应用频率为 2.45GHz,该密度等于 7×10^{16} 电子数/米³。微波等离子体可以在很宽的气体压强范围内产生,一般可从大气压强到某些 ECR(电子回旋谐振)微波放电的 10^{-6} Torr,非磁化微波放电通常工作气压从 10mTorr 到一个大气压,而磁化的 ECR 微波放电一般工作在 10mTorr 到 $10\mu\text{Torr}$ 的较低气压。

由于微波放电有更高的电子温度和低的工作压强,因而能比直流或射频放电提供更高的电离度和离解度,在许多等离子体化学应用中,这是一个很重要的优点。微波等离子体无高电压鞘层及伴随的离子壁溅射,微波放电时没有内部电极,降低了电极材料溅射对等离子体的污染;最后,微波放电能在比直流或高频放电更宽的气体压强范围内稳定工作。

微波产生的等离子体已有许多工业应用,特别是 80 年代初以来,发展更迅速。微波等离子体广泛地用作紫外和可见光范围内的连续辐射和线光谱辐射源,还用作与等离子体相关的活性粒子,如离子,自由基,激发态原子以及离解中性粒子等的激发源。微波放电用来提供发射激光的媒质以及泵浦激光。微波放电也用在受控核聚变实验的启动阶段以产生稳定的高密度等离子体,经约束和加热,达到聚变所需要的条件。自 1980 年以来,微波等离子体在工业等离子体生产方面的用途日益增多,在连续气流等离子体化学反应器和微电子 ECR 等离子体加工方面尤其如此。

13.1.2 微波频段

在科技文献中,对电磁波谱中“微波”频段的划分无一致的结论。一般来说,电磁波谱中波长在30~10cm之间的称为甚高频(UHF),波长在10~1cm之间的为超高频(SHF),以及波长从1cm~1mm的为极高频(EHF)。尽管这一划分将频率低端扩展至1GHz,即波长为30cm,但目前指定的微波频段波长从30cm到1mm,相应频率为300GHz,恰好在红外线的界定频率。

频率为2.45GHz,相应自由空间波长为12.24cm时,微波源和回路元件最容易得到,价格也最低廉,因此,绝大多数微波等离子体反应器的设计和应用均选择这一频率。当然在其它频段,例如915MHz,也有一些元件和应用。几乎整个微波技术的发展均来源于雷达和通信。因此在大气中对水蒸汽吸收很高的频段(图13.1),微波元件很少。这些频率很少用于通信和雷达,从逻辑上说理应作为高功率工业等离子体应用的最优频段选择。然而事实并不是如此,以通信和雷达为目的的微波元件,下面的几个频段最容易得到(图13.1):

$$0.4 \leq \nu \leq 20 \text{ GHz}$$

$$27 \leq \nu \leq 40 \text{ GHz}$$

$$75 \leq \nu \leq 110 \text{ GHz}$$

$$\nu \approx 125 \text{ GHz}$$

在工业等离子体应用中,目前几乎全部选用两个频率:2.45GHz和915MHz。

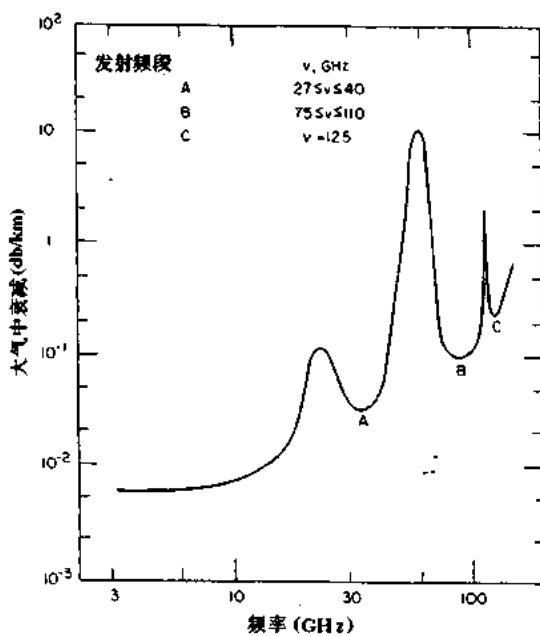


图13.1 大气中的衰减(单位为dB/km)与微波频率的关系
(主要传输频带已标明)

13.1.3 微波等离子体的反应器结构

图13.2所示波导耦合反应器可能是用得最多的结构之一。微波功率馈进一个渐变的

谐振腔，中间插入一根石英管或其它材料的介质管，管中充以低气压的工作气体。微波建立强的轴向电场，它使气体击穿，产生并维持等离子体。一般应用功率从几百瓦到几千瓦，腔中石英管需要采取冷却措施。这种结构可使微波功率以简单方式耦合到等离子体，避免微波功率从大气压进入低气压真空系统时出现的阻抗匹配问题，当用作为等离子体化学反应器时，图 13.2 所示的结构可以在连续气流模式下运用：

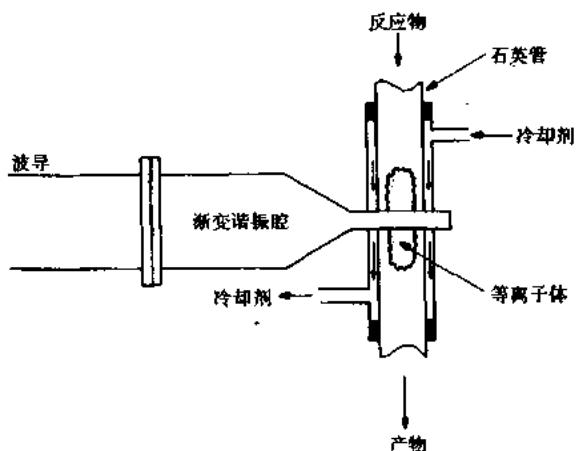


图 13.2 波导耦合等离子体反应器，来自波导左边的微波功率耦合到石英管中产生的等离子体，该石英管经冷却并保持低气压状态

另一类微波等离子体反应器是多模反应腔，如图 13.3 所示。在该反应腔中，微波功率通过一个耦合窗馈入，使大气压下的波导与真空系统隔离。如果阻抗匹配良好，几千瓦的稳态高频功率可馈入谐振腔，工作气体在低气压下形成等离子体。在 2.45GHz，自由空间波长是 12.24cm。反应腔的半径和长度可与波长的整数倍比拟时，由于较小的波导波长，腔中电磁场分布出现模式结构。

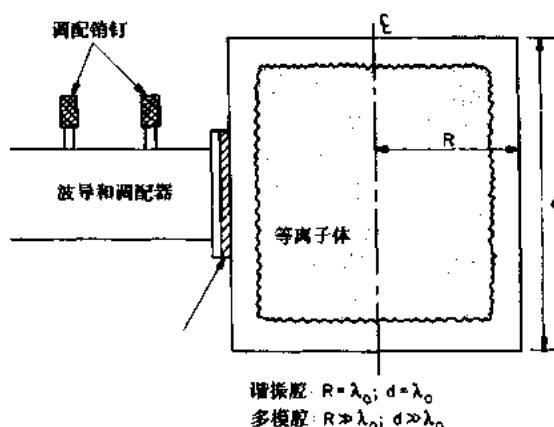


图 13.3 圆柱谐振腔型微波等离子体反应器，等离子体处于低气压，需要一个密封窗传输微波功率。若腔体尺寸与自由空间波长可比拟，它就是一个单模腔，如果其尺寸比自由空间波长大许多，它则是一个多模腔

为了降低表面积一容积比,从而改善约束条件,避免在等离子体腔中形成电磁模式结构,可使用如图 13.3 所示的多模腔反应器。多模腔的半径和长度较之自由空间波长大许多,以至模式结构建立不起来,微波功率均匀地分布于整个腔体,增加了获得均匀等离子体的机会。

在过去的十年中,电子回旋谐振(ECR)磁化微波等离子体的工业应用在等离子体处理领域获得很大发展。一般所用的结构与图 13.4 类似。在这种几何结构中,ECR 等离子体在收敛磁场中产生。微波功率穿过一个由线圈产生的强磁场区而馈入腔体中。当微波功率通过如图 13.4 所示阻抗匹配的陶瓷窗后,沿收敛磁场传播,一直到达谐振面。这里磁场中的电子回旋频率与输入微波的频率相等。馈进的工作气体被击穿,输进的微波功率被等离子体强烈地吸收。谐振面强吸收产生的等离子体沿磁力线流动,与下游的目标靶相互作用。要对微波功率与低于电子等离子体频率的磁化等离子体的相互作用作完整的理论描述是非常复杂的,但是,作为核聚变的一个研究结果,波迹(Ray Tracing)计算机软件已获得应用。

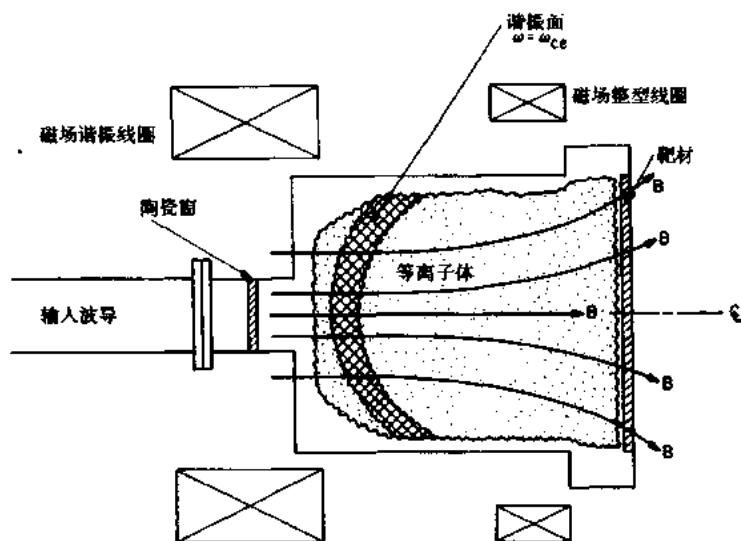


图 13.4 电子回旋谐振(ECR)等离子体反应器的结构图。微波功率通过陶瓷窗馈入真空系统,在谐振面上产生等离子体。在谐振面上,外部磁场在微波频率上产生电子回旋谐振,因此,在谐振面上产生的等离子体将沿着磁场导引到右边的靶材料。

13.1.4 微波等离子体反应器的特性

微波等离子体反应器,特别是 ECR 微波反应器,比 DC 和 RF 辉光放电反应器有许多潜在的优点,因此在微电子等离子体加工和其它工业领域获得了广泛的应用。这些潜在的优点包括:能产生大容积均匀等离子体。这在等离子体离子注入,大直径微电子芯片的加工中都是十分需要的;能获得应用所要求的空间均匀性;能在低气压下工作(低于 10mTorr),当等离子体加工中需要垂直刻蚀和溅射时,这是需要的;具有高的等离子体密度,这对要求高密度活性粒子的快速薄膜沉积、刻蚀或连续气流等离子体反应器是十分宝贵的。至今,在一个大表面积上,获得均匀 ECR 微波等离子体,比 RF 辉光放电等离子体还要困难和昂贵得多。

13.2 集体效应区域中电磁波的传播

前面的章节中,仅限于研究电磁辐射与等离子体的单粒子相互作用,其高频电场的频率小于电子等离子体频率。这种耦合是以单个电子响应高频电场为基础的,电子与电磁场的相互作用是用牛顿定律的简单运动方程来描述的。直到不久前,这种单粒子互作用模型一直用来描述几乎所有的高频等离子体相关的工业应用。由于激励频率一直远低于电子等离子体频率,这种描述方式也一直被认为是适合的。

然而,近年来出现的廉价高功率微波管,已用于等离子体产生和加热中,其频率接近或高于电子等离子体频率,处于集体相互作用区。因此,不仅必须考虑电子的牛顿动力学,而且要联合麦克斯韦方程来描述集体相互作用。这些集体相互作用可用冷等离子体理论来描述。该研究领域从本世纪 20 年代末期出现,用于研究无线电波传播与地磁场磁化的电离层的相互作用,已经十分完善。等离子体理论的内容非常丰富,演变也很多,这里不可能从最初的原理开始,将引用 Heald 和 Wharton 1965 年发展的冷等离子体理论的某些结果。

13.2.1 理论模型的特点

电磁波作用于电子的运动方程可写成:

$$F = m \frac{dv}{dt} = -eE - \nu_c mv - e(v \times B) \quad (13.1)$$

式中 m 是电子的质量, ν_c 是电子的有效动量碰撞频率, E 是电磁波加上周围等离子体影响后的电场, B 是静态本底磁场。在集体作用下,式(13.1)不能用来描述电磁波与等离子体的互作用,必须将麦克斯韦方程(已在式(11.11)~(11.14)中给出)一起列入考虑。式(13.1)中所描述的电子运动可通过电场 E 和电子碰撞频率(式(11.14)的电导表达式)与麦克斯韦方程相联系。电磁波中的磁场很小,无需在式(13.1)右端的磁力项中考虑。

将方程(13.1)与麦克斯韦方程联解可把传播方程表示为

$$I(z, t) = I_0 \exp(-\alpha z) \exp[j(\omega t - kz)] \quad (13.2)$$

式中, I_0 是 z 方向垂直入射的初始电场强度。式(13.2)中出现的其它参量如下:

$$\omega = 2\pi\nu \quad (13.3a)$$

$$k = 2\pi/\lambda \quad (13.3b)$$

$$\alpha = 1/\delta \quad (13.3c)$$

式中,角频率 ω 的单位为 Hz; k 为波数,在等离子体中用自由空间波长表示; α 为衰减系数,它与趋肤深度 δ 有关。

13.2.2 传播方程

根据 Heald 和 Wharton(1965)的研究,定义一个复折射系数是很有用处的:

$$\bar{\mu} = \mu - j\chi \quad (13.4)$$

式中, μ 是有限正量,复折射系数的实部,表征电磁波在介质中传播时相对于真空速度减慢的参数。 χ 是衰减指数,具有 $-j$ 的虚部,是电磁波衰减大小的量度。 j 是 -1 的平方根。

衰减指数 χ 和衰减系数 α 之间的关系由下式确定：

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \chi \quad (13.5)$$

折射系数实部 μ 和传播常数 β 之间由下式相联系：

$$\beta = \frac{\omega}{c} \mu \quad (13.6)$$

13.2.3 非磁化等离子体中波的传播

Heald 和 Wharton 利用折射系数来描述电磁波在各向同性非磁化等离子体中的传播，其中实部由下式表示：

$$\mu = \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_e^2} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_e^2} \right)^2 + \frac{\nu_e^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_e^2} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (13.7)$$

而衰减指数表达式为

$$\chi = \left\{ -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_e^2} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_e^2} \right)^2 + \frac{\nu_e^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_e^2} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (13.8)$$

式中， ω_{pe} 是电子等离子体频率，由式(4.63)给定， ν_e 是电子同中性粒子的碰撞频率。式(13.8)给出碰撞频率和衰减指数之间的物理联系。当碰撞频率远远小于应用频率以至可以忽略时，衰减指数 χ 趋于零；当不发生碰撞 ($\nu_e=0$) 时，衰减指数 $\chi=0$ 。

在工业应用中，等离子体很少有鲜明边界，不会增大入射微波功率的反射和散射。为更真实地模拟等离子体密度梯度，常常假设为 Epstein 分布。该分布用下式表达：

$$n_e(z) = \frac{n_0}{1 + \exp(-z/z_0)} \quad (13.9)$$

该函数的分布曲线如图 13.5 所示。电子密度的极限值由下面三式确定：

$$n_e(z = -\infty) = 0 \quad (13.10a)$$

$$n_e(z = 0) = n_0/2 \quad (13.10b)$$

$$n_e(z = +\infty) = n_0 \quad (13.10c)$$

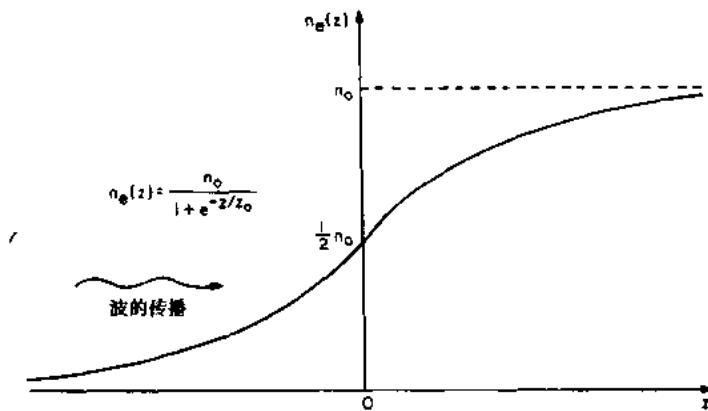


图 13.5 Epstein 曲线，用于模拟或近似描述电子密度分布。在坐标轴左边很远处接近零，沿 z 轴逐渐趋于 n_0

从分布曲线可见,电磁辐射从左边无限远区开始,此时电子密度为0;在 $z=0$ 的位置,电子密度达到 $n_0/2$;最后当 z 趋于 ∞ 时,达到 n_0 值。梯度的度量长度 z_1 可以调节,以模拟陡的梯度。按 Epstein 分布的特点,在 $-z_1$ 和 $+z_1$ 之间的等离子块总密度由下式给出:

$$\int_{-z_1}^{z_1} n_e(z) dz = n_0 z_1 \quad (\text{电子数 } / \text{m}^2) \quad (13.11)$$

13.2.4 磁化等离子体中波的传播

考虑图 13.6 所示的情况:电磁平面波在无限大均匀等离子体中沿与磁场成 θ 角的方向传播。等离子体电子密度 n_e 和碰撞频率 ν_e 为常数。电磁波频率可以比电子等离子体频率高,也可以比它低。这种情况的复折射指数由 Appleton 方程给出:

$$\bar{\mu}^2 = (\mu - j\chi)^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2/\omega^2}{C_1 \pm C_2^{1/2}} \quad (13.12)$$

式中两个常数为

$$C_1 = 1 - j \frac{\nu_e}{\omega} - \frac{(\omega_e^2/\omega^2)\sin^2\theta}{2[1 - (\omega_{pe}^2/\omega^2) - j\nu_e/\omega]} \quad (13.13)$$

$$C_2 = \frac{(\omega_e^4/\omega^4)\sin^4\theta}{4[1 - (\omega_{pe}^2/\omega^2) - j\nu_e/\omega]^2} + \frac{\omega_e^2}{\omega^2}\cos^2\theta \quad (13.14)$$

式中 ω_e 是在磁感应 B 中的电子回旋频率,为

$$\omega_e = \frac{eB}{m_e} \quad (3.18)$$

式(13.12)中含有 θ 角,用来描述最一般的情况。

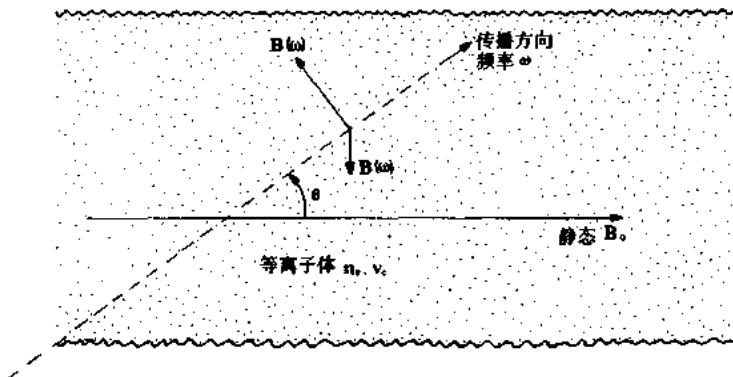


图 13.6 频率为 ω 的电磁波,通过磁化等离子体沿与磁感应呈 θ 角方向的传播,其中电子密度为 n_e ,电子碰撞频率为 ν_e

式(13.12)中有两种特殊情况经常要碰到。第一种特例是平面电磁波沿磁场传播,如图 13.7 所示。电磁波的电场既可以按电子回旋的方向旋转,叫做右旋极化波或 R 波;也可按相反方向,即离子回旋的方向旋转,叫做左旋极化波或 L 波。

当 $\theta=0$ 时,复介电常数的实数部分由下式给出:

$$\begin{aligned} \mu_{L,R} = & \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2(\omega \pm \omega_e)}{\omega[(\omega \pm \omega_e)^2 + \nu_e^2]} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2(\omega \pm \omega_e)}{\omega[(\omega \pm \omega_e)^2 + \nu_e^2]} \right)^2 \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(\frac{\nu_e \omega_{pe}^2}{\omega[(\omega \pm \omega_e)^2 + \nu_e^2]} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (13.15)$$

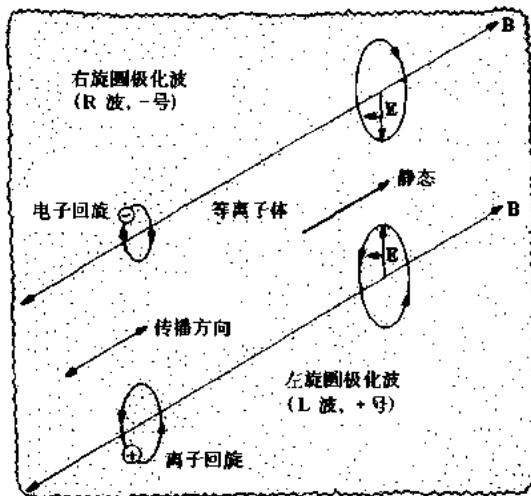


图 13.7 在磁化等离子体中, $\theta=0$ 时, 平行传播电磁波的极化. 对右旋极化波, 电场将沿电子回旋方向旋转, 对左旋极化波, 电场沿离子回旋方向旋转

式中, 下标 L 和 R 分别指左旋极化波 (+) 和右旋极化波 (-).

复介电常数的衰减指数由下式给出:

$$\chi_{L,R} = \left\{ -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2(\omega \pm \omega_c)}{\omega[(\omega \pm \omega_c)^2 + \nu_c^2]} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2(\omega \pm \omega_c)}{\omega[(\omega \pm \omega_c)^2 + \nu_c^2]} \right)^2 + \left(\frac{\nu_c \omega_{pe}^2}{\omega[(\omega \pm \omega_c)^2 + \nu_c^2]} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (13.16)$$

式中的下标 L 和 R 之意义与上相同. 和非磁化情况相同, 当碰撞频率与激励频率相比可以忽略时, 衰减系数趋于 0. 如果碰撞频率为零, 则无衰减发生.

第二种特例是平面电磁波沿垂直于磁场的方向传播, 如图 13.8 所示, 电磁波从图中底部到顶部穿过等离子体, 与静磁场 B_0 相垂直, 传播角度 $\theta=\pi/2$.

如果电磁波的电场与磁力线平行, 称为正常模式, 如图 13.8 的左图所示, 如果电磁波的电场与磁力线垂直, 如图 13.8 的右图所示, 称为异常模式.

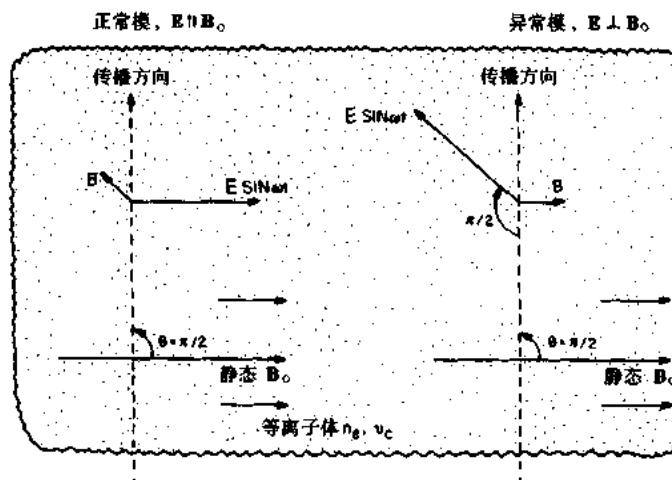


图 13.8 电磁波传播的“模式”, 对正常模式, 电场与本底磁场平行; 对异常模式, 电场与本底磁场垂直

对垂直于磁场传播的具有 $\theta=\pi/2$ 的正常模式,复介电常数用下式表示:

$$\bar{\mu}_{\text{ord}}^2 = (\mu_{\text{ord}} - j\chi_{\text{ord}})^2 = 1 - \frac{\omega_{\text{pe}}^2/\omega^2}{1 - j\nu_e/\omega} \quad (13.17)$$

正常模式的显著特点是式(13.17)中的介电常数不是磁场的函数,磁场的作用是通过回旋频率 ω_c 来表示的.求解式(13.17)的实部和虚部可得正常模介电常数的实部表达式:

$$\mu_{\text{ord}} = \left\{ \frac{[(\omega^2 + \nu_e^2) - \omega_{\text{pe}}^2]}{2(\omega^2 + \nu_e^2)} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{\nu_e^2 \omega_{\text{pe}}^4}{\omega^2 [(\omega^2 + \nu_e^2) - \omega_{\text{pe}}^2]^2}} \right] \right\}^{1/2} \quad (13.18)$$

衰减指数为

$$\chi_{\text{ord}} = \left\{ \frac{[(\omega^2 + \nu_e^2) - \omega_{\text{pe}}^2]}{2(\omega^2 + \nu_e^2)} \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{\nu_e^2 \omega_{\text{pe}}^4}{\omega^2 [(\omega^2 + \nu_e^2) - \omega_{\text{pe}}^2]^2}} \right] \right\}^{1/2} \quad (13.19)$$

将上式和式(13.7)及(13.8)相比可见,这些参数与非磁化等离子体的参数相同,因此磁化等离子体中的正常模式与非磁化等离子体中的波传播一样,具有相同的实介电常数和衰减指数.

对于电磁波电场与磁场垂直的异常模式,其复介电常数的实部由下式给出:

$$\mu_{\text{ex}} = \sqrt{\frac{L + (L^2 + M^2)^{1/2}}{2}} \quad (13.20)$$

衰减指数由下式给出:

$$\chi_{\text{ex}} = \sqrt{\frac{-L + (L^2 + M^2)^{1/2}}{2}} \quad (13.21)$$

式中 L 和 M 分别为

$$L = \left\{ 1 - \frac{\omega_{\text{pe}}^2 [(\omega^2 - \omega_{\text{pe}}^2)(\omega^2 - \omega_{\text{pe}}^2 - \omega_e^2) + \nu_e^2 \omega^2]}{\omega^2 (\omega^2 - \omega_{\text{pe}}^2 - \omega_e^2 - \nu_e^2)^2 + \nu_e^2 (2\omega^2 - \omega_{\text{pe}}^2)^2} \right\} \quad (13.22)$$

$$M = \left\{ \frac{\nu_e \omega_{\text{pe}}^2 [\omega_{\text{pe}}^4 + \omega^2 (\omega^2 - 2\omega_{\text{pe}}^2 + \omega_e^2 + \nu_e^2)]}{\omega [\omega^2 (\omega^2 - \omega_{\text{pe}}^2 - \omega_e^2 - \nu_e^2)^2 + \nu_e^2 (2\omega^2 - \omega_{\text{pe}}^2)^2]} \right\} \quad (13.23)$$

以上实介电常数和衰减指数的表达式是与下述四个参量相关的复杂函数:激励频率 ω ;电子等离子体频率 ω_{pe} ;电子回旋频率 ω_c 和电子碰撞频率 ν_e . 实介电常数和衰减指数的参量曲线,可以从 Heald 和 Wharton(1965)及 Stix(1962)这些书中找到.

13.2.5 实验举例

为给上述概括的解析理论提供例子,在图 13.9 和 13.10 中给出了两个数字实例,它们与由本书作者在实验室中获得的等离子体参数特性绘成的一致.信号的衰减和相位角表示为电磁波频率的函数.图中的两条曲线是由 Spence(1990)对异常模式计算出来的,其中圆柱形等离子体柱的直径为 12cm,电子回旋频率 4GHz,电子等离子体频率 1.0GHz,电子碰撞频率分别为 20MHz(1) 和 40MHz(2).

这两条曲线的谐振点偏离电子回旋频率大约 130MHz,靠近由下式给出的高混杂频率:

$$\nu_{\text{ub}} = \sqrt{\nu_{\text{ce}}^2 + \nu_{\text{pe}}^2} \quad (13.24)$$

图 13.9 和 13.10 中的两条曲线分别对应于碰撞频率 20MHz(1) 和 40MHz(2),计算基于冷等离子体理论以及前面所讨论的 Appleton 方程.

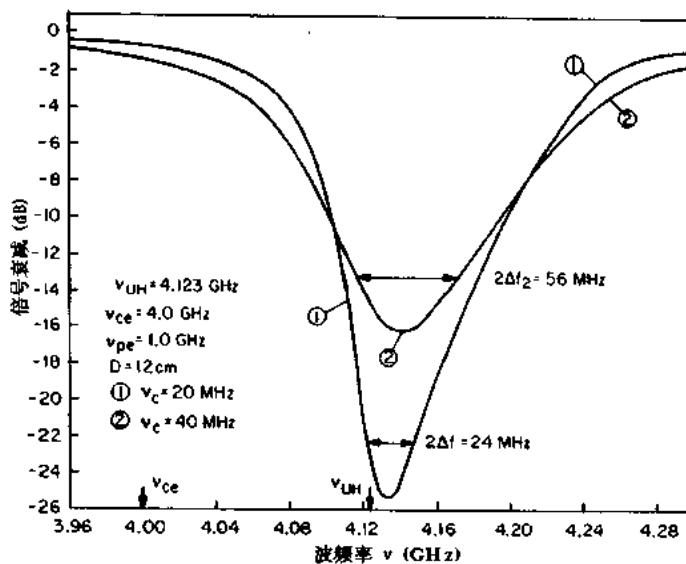


图 13.9 异常传播模式的衰减. 曲线是对厚度为 12cm 的片状等离子体计算而得, 电子等离子体频率为 1GHz, 电子回旋频率为 4GHz. 碰撞频率(1)20MHz, (2)40MHz

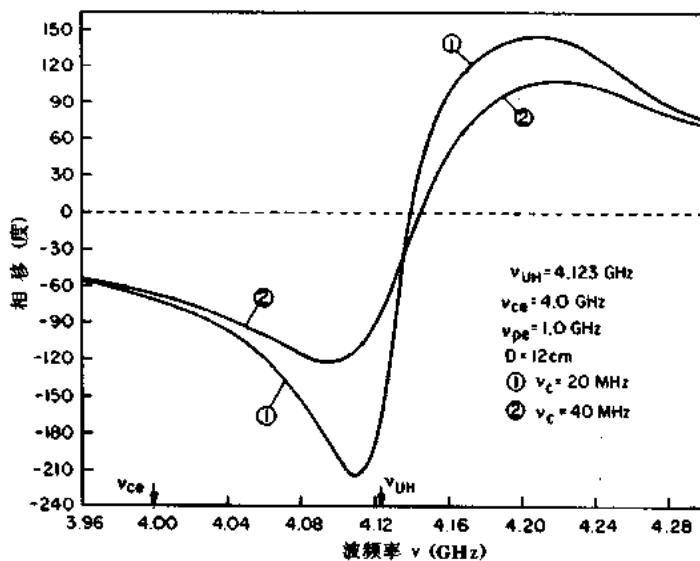


图 13.10 在图 13.9 所示的条件下, 接近电子回旋谐振时, 电磁辐射的相移曲线(注意, 通过谐振点时相位反转)

结果表明, 靠近高混杂频率 ν_{uh} 时衰减大, 这是电子回旋谐振(ECR)加热的一个重要特征. 图 13.9 上的两条曲线还表明, 在 ν_{uh} 附近, 碰撞频率较低时, 由于回旋阻尼使衰减变得更大, 电子获得更多能量使回旋半径增大, 如果碰撞很少, 每个回旋周期内会越过更大的电位差. 最大值一半处的带宽如图中箭头所示, 比最大值低 3dB. 图 13.10 还给出谐振时电磁波的相位角, 与激励系统的相位相反.

如图 13.9 所示, 谐振吸收曲线的半带宽和电子碰撞频率之间的关系不再像先前验证

的单粒子相互作用那样一一对应(Roth and Spence 1987, Spence 1990). 谐振曲线的计算由 Spence(1990)完成, 他发现, 在最大值一半处的全带宽不仅是电子碰撞频率 ν_c 的函数, 而且也是电子等离子体频率的函数, 图 13.11. 同时还用虚线表示单粒子相互作用模型所得到的结果, $\Delta\omega = \nu_c$.

当电磁波在磁化等离子体中只与单个电子相互作用时、碰撞频率与半功率点处谐振吸收曲线的半宽度相等, 为

$$\nu_c = \Delta\omega = 2\pi\Delta\nu \quad (13.25)$$

频率以 Hz 表示, 最大值一半处的全带宽为

$$2\Delta\nu = \frac{\nu_c}{\pi} \quad (\text{Hz}) \quad (13.26)$$

该方程已用虚线绘于图 13.11 中, 它表示, 当电磁波频率高于电子等离子体频率时, 等离子体中实际可能达到最大值一半处带宽的低限. 可用图 13.11 所示曲线来求 ν_{ce} 吸收峰的最大值一半处的全带宽, 根据这点可得到电子碰撞频率的实验值.

最后还进行了许多圆柱形等离子体的衰减实验, 如图 13.12 所示. 发射一束电磁波, 穿过等离子体, 并把接信号送到网络分析仪. 这样可直接测量由于等离子体引起波的衰减对频率的函数关系. 图 13.13 绘出了典型的实验数据, 其中 13.13(a) 表示在高混杂频率处的衰减特性, 最大衰减大约是 33dB, 13.13(b) 给出穿过谐振点的相位角, 包括一个反向谐振峰. 该反向谐振峰是由于电子的惯性引起的. 低于谐振频率时, 电子与电磁辐射同相; 高于谐振频率时则反相.

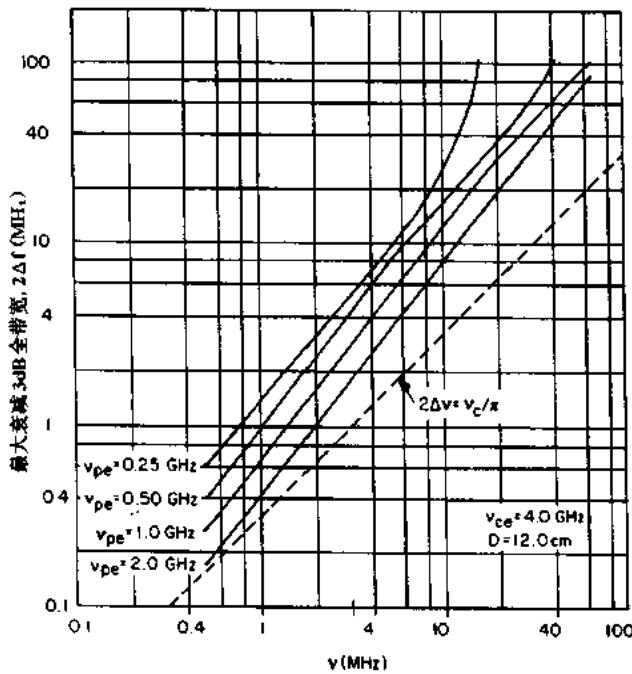


图 13.11 根据冷等离子体理论计算而得的最大衰减 3dB 带宽与电子碰撞频率的关系. 虚线表示单粒子模型下的简单近似. 四条实线是用冷等离子体理论, 针对图 13.9 的条件, 电子回旋频率 4GHz, 厚 12cm 的圆柱带形等离子体计算得到的结果. 四条曲线上参量是电子等离子体频率

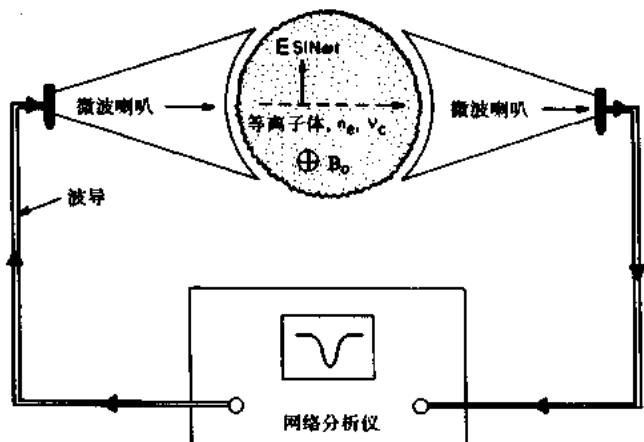


图 13.12 接近电子回旋频率时, 测量圆柱等离子体衰减特性的实验方案。从网络分析仪出来的微波功率馈入左边的喇叭天线, 穿过圆柱等离子体传向右边的喇叭天线, 然后馈入网络分析仪, 测出衰减、相位与频率的关系

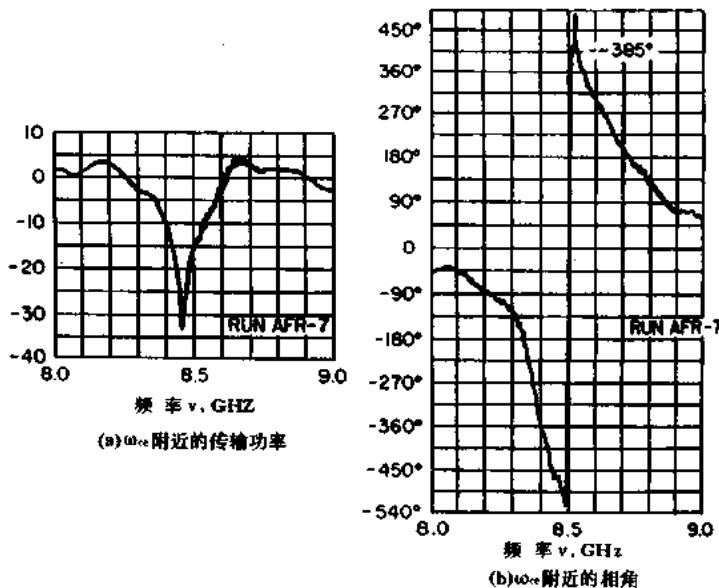


图 13.13 用图 13.12 所示的实验装置作出的实验曲线。从左边曲线可见, 接近谐振时, 衰减大约为 30dB; 如右图所示, 当通过谐振频率时相位显著改变

13.3 微波气体击穿

本节将讨论用微波产生等离子体的物理过程, 或称为微波气体击穿。

13.3.1 击穿参数

当微波电场的均方根值(rms)达到击穿电场强度时产生微波气体击穿, 该电场强度为

$$E_b = E_{ob} / \sqrt{2} = \bar{E} \quad (\text{V/m}) \quad (13.27)$$

式中, E_b 是击穿电场强度的均方根值, E_{ob} 是电磁辐射的峰值电场强度.

为了消除外加频率 ω 的影响, 定义一个近似的与频率无关的有效电场强度, 它与实际电场 E 的关系由下式给出:

$$E_{\text{eff}}^2 = \tilde{E}^2 \frac{\nu_e^2}{\omega^2 + \nu_e^2} \quad (13.28)$$

它相当于有碰撞非磁化等离子体的数值. 如果微波放电在磁场中进行, 电子回旋频率是 ω_c , 激励频率为 ω , 则消去微波频率和磁场谐振影响后的有效电场强度用下式表示:

$$E_{\text{eff}}^2 = \tilde{E}^2 \frac{\nu_e^2}{2} \left[\frac{1}{(\omega + \omega_c)^2 + \nu_e^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_c)^2 + \nu_e^2} \right] \quad (13.29)$$

式中, \tilde{E} 是均方根电场强度. 这些有效电场强度可能与式(13.27)的击穿电场强度一致, 也可能不一致.

本章需要同时讨论微波的自由空间波长和电子的平均自由程, 二者常常用同一个希腊字母表示. 为避免混淆, 这里用 λ 表示自由空间波长, 用 l 表示电子平均自由程. 微波辐射的自由空间波长由下式给出:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi c}{\omega} \quad (\text{m}) \quad (13.30)$$

式中, ν 是以赫兹表示的频率, ω 是以每秒弧度表示的频率, c 是真空中的光速.

除自由空间波长外, 微波气体击穿的另一个重要参量是电子平均自由程 l .

$$l = \frac{\bar{v}_e}{\nu_e} = \frac{\bar{v}_e}{n_0(\sigma v)_e} \sim \frac{f(T_e)}{p} \quad (\text{m}) \quad (13.31)$$

它等于电子平均热速度除以中性粒子密度与反应率系数之乘积, 反应率系数包含对电子速度的麦克斯韦分布平均的碰撞截面. 如方程(13.31)所示, 平均自由程通常正比于电子温度的慢变化函数除以中性气体压强. 微波气体击穿的另一个关键参量是气体的电离电位. 它确定产生电离需要的能量, 微波气体击穿的最后一个重要的参量是特征扩散长度 A . 它是一个粒子在等离子体中从产生到消失所经过的距离.

产生微波放电的要求是均方根电场强度大于其击穿值. 可写为

$$E_b = E(\lambda, V_i, l, A) \quad (\text{V/m}) \quad (13.32)$$

式中, E_b 是击穿电场强度; λ 是自由空间波长; V_i 是气体电离电位; l 是电子平均自由程; A 是特征扩散长度.

这五个变量仅包含长度和电压(电子伏具有电压量纲)两个独立的量纲. 根据这五个变量和两个独立的量纲, Buckingham 的 Pi 理论(Buckingham(1914), Bridgman(1963) 和 Samaras(1971))指出: 三个无量纲变量足以描述式(13.32)中隐含的关系.

根据, MacDorald(1966), 两套可能的无量纲变量可以写为

$$\frac{EA}{V_i}, \quad \frac{\lambda}{l}, \quad \frac{A}{l} \quad (13.33a)$$

或

$$\frac{E\lambda}{V_i}, \quad \frac{El}{V_i}, \quad \frac{\lambda}{A} \quad (13.33b)$$

式(13.32)和 Buckingham 的 Pi 理论的含义是, 它要求用一个三维曲面来说明气体高频和微波击穿的条件; 三维曲面的坐标轴为由式(13.33a,b)所确定的无量纲参量. 因此气体

的高频击穿比直流击穿更复杂,参量也更难描述.对于直流击穿,参量 λ 不再需要,只需二维图象.

式(13.33a,b)所指定的无量纲参量常常使用不方便,因而在实际微波放电中,常使用称之为“专用的(Proper)”变量,这些专用变量基于中性气体中电子平均自由程反比于气体压强,如式(13.31)隐含的那样.

$$l \sim \frac{1}{p} \quad (13.34a)$$

对于给定的气体,电离电位为常量.

$$V_i \approx \text{常量} \quad (13.34b)$$

将式(13.33)中的无量纲比率代入式(13.34a)和(13.34b),导出有量纲的专用变量

$$EA, \quad p\lambda, \quad pA \quad (13.35a)$$

以及

$$E\lambda, \quad E/p, \quad \lambda/A \quad (13.35b)$$

这些参量经常在微波气体击穿的文献中被采用.

13.3.2 非磁化等离子体的击穿

在非磁化微波放电中,电子密度连续性方程可写为

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = P - A - \nabla \cdot \Gamma \quad (13.36)$$

P 是由电离造成的电子产生速率,为

$$P = n_e \nu_i = n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_{nr} \quad (\text{电子数 } / (\text{m}^3 \cdot \text{s})) \quad (13.37)$$

ν_i 是电离频率,式的右边用了麦克斯韦平均电离速率系数.电子可能因附着于中性气体而损失,其损失的速率由下式给出:

$$A = n_e \nu_a = n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_a \quad (\text{电子数 } / (\text{m}^3 \cdot \text{s})) \quad (13.38)$$

式中 ν_a 是附着频率.采用 Fick 扩散定律,式(13.36)中的最后散度项可用扩散系数 D 的时间空间平均值和电子密度表示:

$$\Gamma = -D \nabla n_e \quad (13.39)$$

将式(13.37)至式(13.39)代入式(13.36),连续性方程便变成

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = n_e (\nu_i - \nu_a) + D \nabla^2 n_e \quad (13.40)$$

用式(13.40)除以电子密度并完成变量分离,可得

$$\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial t} - (\nu_i - \nu_a) = \frac{D \nabla^2 n_e}{n_e} = -\frac{D}{A^2} \quad (13.41)$$

假定式(13.41)中的第一项与位置无关,第二项与时间无关,在变量的分离中,式(13.41)的第一,第二项均等于常量,它被取作扩散系数除以特征扩散长度 A 的平方.

式(13.41)的右面两项可写成

$$\nabla^2 n_e + \frac{n_e}{A^2} = 0 \quad (13.42)$$

对图 13.14 厚度为 d 的平板等离子体,式(13.42)对电子密度求解可得

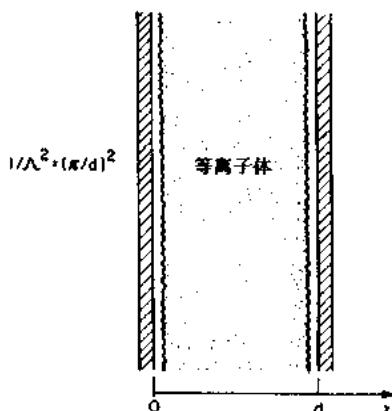


图 13.14 宽度为 d 的带状等离子体的有效扩散长度

$$n_e = n_{e0} \sin \frac{\pi z}{d} \quad (13.43)$$

式中, n_{e0} 是平板中心的最大电子密度, 将式(13.43)代入式(13.42)可得特征扩散长度

$$\frac{1}{A^2} = \frac{\pi^2}{d^2} \quad (13.44)$$

在笛卡尔坐标系中, 如图 13.15 所示的矩形等离子体, 其电子密度由下式给出:

$$n_e = n_{e0} \sin \frac{\pi x}{X} \sin \frac{\pi y}{Y} \sin \frac{\pi z}{d} \quad (13.45)$$

同样, n_{e0} 是矩形等离子体中部的最大电子密度, 将方程(13.45)代入方程(13.42)可得特征扩散长度:

$$\frac{1}{A^2} = \left(\frac{\pi}{X} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{Y} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 \quad (13.46)$$

式中, d 是等离子体在 z 方向上的厚度, X 和 Y 分别是在 x 和 y 向的尺寸。如果该矩形等离子体在 z 方向有磁场, 则 x 和 y 方向的扩散降低, 有效地增加了垂直于 B 的等离子体的尺寸。如图 13.15 示, 沿矩形等离子体的轴向有磁场时, 特征扩散长度由下式给出:

$$\frac{1}{A^2} = \left(\frac{1}{X^2} + \frac{1}{Y^2} \right) \frac{\pi^2 v_c^2}{v_c^2 + \omega_c^2} + \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 \quad (13.47)$$

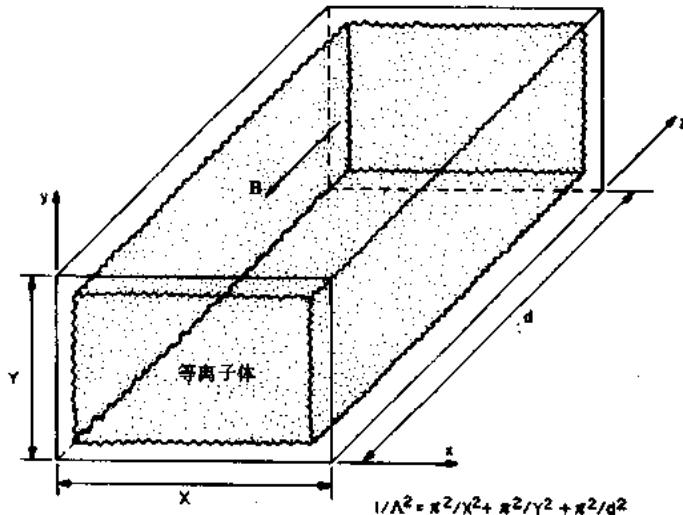


图 13.15 宽、高为 X 、 Y , 厚度为 d 的矩形等离子体板的有效扩散长度

在如图 13.16 所示的圆柱等离子体中, 式(13.42)中电子密度由下式给出:

$$n_e = n_{e0} \sin \frac{\pi z}{d} J_0 \left(\frac{2.405r}{R} \right) \quad (13.48)$$

J_0 是零阶贝塞尔函数, n_{e0} 是沿等离子体轴向的最大电子密度。将式(13.48)代入式(13.42)可得特征扩散长度:

$$\frac{1}{A^2} = \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 + \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 \quad (13.49)$$

如果沿圆柱等离子体的轴向加一磁场,则径向扩散降低,有效半径增加,得到磁化圆柱等离子体的特征长度为

$$\frac{1}{A^2} = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 \frac{\nu_e^2}{\nu_e^2 + \omega_e^2} + \frac{\pi^2}{d^2} \quad (13.50)$$

在圆柱等离子体中,磁场的存在增加了粒子扩散方向等离子体的有效半径,增加的有效半径由下式给出:

$$R_{\text{eff}} = R \sqrt{1 + \frac{\omega_e^2}{\nu_e^2}} \quad (13.51)$$

类似的关系式可用于图 13.15 中矩形等离子体的横向尺寸。

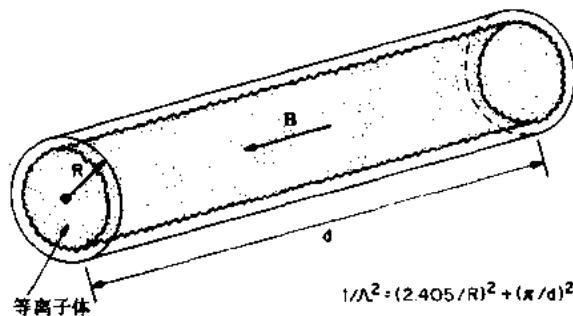


图 13.16 半径为 R , 轴向长度 d , 轴向磁场强度为 B 的圆柱形等离子体的有效扩散长度

将式(13.42)代入式(13.40)经变换得到的连续方程

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \left(\nu_i - \nu_a - \frac{D}{A^2} \right) n_e \quad (13.52)$$

在稳态情形下,左边对时间的导数为零,得到稳态平衡条件:

$$\nu_i - \nu_a = \frac{D}{A^2} \quad (13.53)$$

在微波击穿过程中,电子密度与时间有关,式(13.52)的解由下式给出:

$$n_e = n_{e0} \exp \left[\left(\nu_i - \nu_a - \frac{D}{A^2} \right) t \right] \quad (13.54)$$

当不存在附着时,该方程变为

$$n_e \approx n_{e0} \exp \left[\left(\nu_i - \frac{D}{A^2} \right) t \right] \quad (13.55)$$

由式(13.54)和(13.55)可见,在微波击穿过程中,电子密度呈指数增加。当式(13.54)或(13.55)中的指数变量等于 0 时,发生击穿。在不存在附着的条件下,得到击穿条件表达式:

$$\nu_i = \frac{D}{A^2} \quad (13.56)$$

该条件等效于在讨论 DC 暗放电时所述的汤森(Townsend)击穿条件。

在推出式(13.56)所表达的微波击穿条件之后,可估计出在高、低气压限制时的击穿电场强度。首先考虑高气压时以碰撞为主的过程,这时,碰撞频率 ν_i 远大于激励频率 ω 。在洛伦兹等离子体的高气压条件下,电子将失去单次碰撞之间所获得的所有能量。为了使气

体击穿,单个电子在碰撞之间必需从电场中吸收足够的能量,方能使本底中性气体电离.单个电子在频率为 ω 的高频电场中所吸收的功率可根据式(12.14)稍作修正:

$$p = \frac{e^2 E_0^2}{2m\nu_e} \left(\frac{\nu_e^2}{\nu_e^2 + \omega^2} \right) \quad (\text{W}) \quad (13.57)$$

电子在碰撞之间从高频电场中所吸收的能量可用式(13.57)的功率乘以碰撞时间 τ_c :

$$E_a = p\tau_c = \frac{p}{\nu_e} = \frac{e^2 E_0^2}{2m\nu_e^2} \left(\frac{\nu_e^2}{\nu_e^2 + \omega^2} \right) \quad (\text{J}) \quad (13.58)$$

在高气压时, $\nu_e \gg \omega$, 式(13.58)变成

$$E_a \approx \frac{e^2 E_0^2}{2m\nu_e^2} \quad \nu_e \gg \omega \quad (13.59)$$

从高频电场中所获得的这一能量, 必须用于电离气体, 以保持稳态放电.

因为电子与中性粒子的质量差别很大, 它们之间能量交换很不充分, McDaniel (1964) 给出质量为 m 的电子传递给质量为 M 的中性粒子的电离能量:

$$E_i = \frac{2mMeV_i}{(m+M)^2} \approx \frac{2meV_i}{M} \quad M \gg m \quad (13.60)$$

为维持放电, 电子必须达到电离能量 V_i . 电子在碰撞之间从电场中吸收的能量由式(13.59)表示, 该能量必须等于或大于由式(13.60)表示的同一电子传递给质量为 M 的中性粒子的能量. 令两个方程相等可得

$$E_a \approx \frac{e^2 E_{0c}^2}{2m\nu_e^2} = E_i = \frac{2meV_i}{M} \quad (13.61)$$

击穿临界电场的均方根值可以通过解式(13.61)得到

$$\bar{E}_c = \frac{E_{0c}}{\sqrt{2}} = m\nu_e \sqrt{\frac{2V_i}{eM}} \approx C_1 p \quad (13.62)$$

因此, 在高气压条件下, 击穿电场强度直接正比于中性气体气压, 因为电子的碰撞频率对多数气体是气压的线性函数.

相反, 低气压无碰撞极限时, 激励频率远大于碰撞频率, 所有输入功率用于产生电离, 因为电子有足够时间获得至少等于中性气体的电离电位 V_i 的能量, 因此输入功率可写成:

$$p = e\nu_i V_i \quad (\text{W}) \quad (13.63)$$

把式(12.14)代入, 并对电离频率求解式(13.63)可得

$$\nu_i = \frac{p}{eV_i} = \frac{eE_{0c}^2}{2mV_i\nu_e} \left(\frac{\nu_e^2}{\nu_e^2 + \omega^2} \right) \quad (13.64)$$

在 $\omega \gg \nu_e$ 时, 式(13.64)变成

$$\nu_i \approx \frac{eE_{0c}^2 \nu_e}{2mV_i \omega^2} = \frac{D}{A^2} \quad (13.65)$$

式(13.65)中的最后一项是从击穿条件(13.56)得到的.

式(13.65)中的扩散系数可用第二章所讨论的动力学理论结果导出(2.36):

$$D = \frac{1}{3} l \bar{v} = \frac{\bar{v}^2}{3\nu_e} = \frac{8eT'_e}{3\pi\nu m} \quad (13.66)$$

式中, \bar{v} 是平均热速度, T'_e 是电子整体特征能量(单位为 eV), 将式(13.66)代入击穿条件

(13.56) 可得电离频率

$$\nu_i = \frac{8eT'_e}{3\pi\nu_e A^2 m} \quad (13.67)$$

令式(13.65)与(13.67)相等:

$$\frac{eE_{0e}^2\nu_e}{2mV_e\omega^2} = \frac{8eT'_e}{3\pi m\nu_e A^2} \quad (13.68)$$

对击穿电场的均方根值求解方程(13.68)可得

$$\bar{E}_e = \frac{E_{0e}}{\sqrt{2}} = \frac{4c}{\nu_e \lambda A} \sqrt{\frac{2\pi V_e T'_e}{3}} \quad (13.69)$$

式中激励频率 ω 已用光速 c 除以自由空间波长表示. 因为分母中的电子碰撞频率正比于中性气体压强, 故均方根击穿电场强度可以写为

$$\bar{E}_e \sim \frac{C_2}{\Lambda p} \quad (13.70)$$

该方程预言: 在平均自由程很长、无碰撞条件下, \bar{E}_e 与本底中性气体压强成反比.

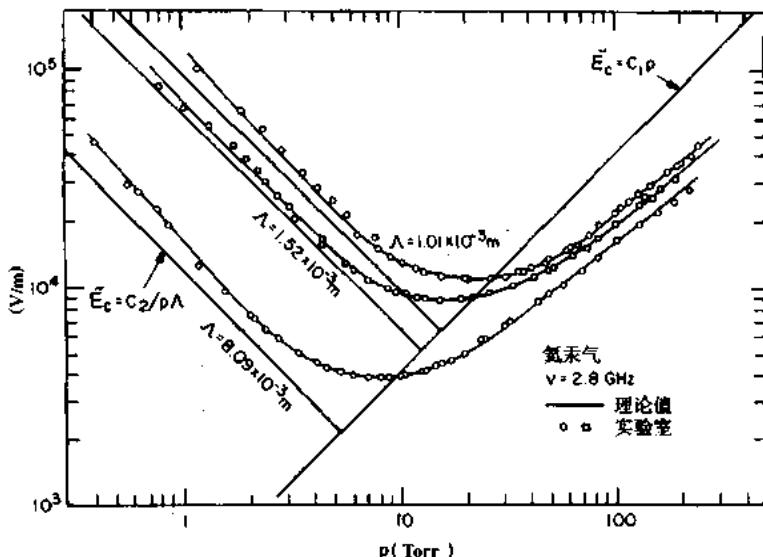


图 13.17 对氮汞(Hg)气体, 频率为 2.8GHz 时, 微波击穿电场强度与气压(单位 Torr)的关系

将上面讨论的理论关系与实验数据相比较是有趣的. MacDonald(1966)、MacDonald 和 Tefenbaum(1978)提供了一些数据, 对于氮和少量汞的混合气体, 理论和实验的一致性最好. 在这种气体中, 所有非弹性碰撞都是在氮的亚稳态电平 19.8eV 上与汞之间的电离碰撞. 图 13.17 是根据 MacDonald 1966 年的结果绘出的一些实验数据曲线和理论的比较, 将汞气中的临界电场强度绘为本底气体压强的函数, 频率 2.8GHz、特征扩散长度的三组数值表示为曲线的参量.

这些实验数据显示出式(13.62)和(13.70)预言的典型特征, 即低气压时的反比关系、高气压时的线性正比关系. 实验数据的最小值发生在两种物理过程具有相等影响的时候. 微波击穿曲线有时不如图 13.17 所示的曲线平滑, 这是由于微波激发和其它非弹性碰撞影响所致, 但是一般曲线的趋势对所有气体都是对的. 这些曲线在高频时与直流放电的 Paschen 曲线类似, 正如式(13.56)的击穿的判据与式(8.136)的汤森判据相类似一样. 图

13.17 中通过实验数据的实线是 MacDonald 1966 年理论模型预期的结果.

将这些实验数据(对于汞气体)与导出式(13.62)和(13.70)的粗略的理论分析比较是我们感兴趣的. 当估算这些表达式求临界电场强度时, 需要知道所含气体的碰撞频率对气压的关系. 对微波放电常见的两种主要气体, MacDonald 和 Tetenbaum 于 1978 年给出, 对于氮气为

$$\nu_e = 2.37 \times 10^9 p \text{ (Torr)} \quad (\text{Hz}) \quad (13.71\text{a})$$

对于空气, S. C. Brown 1966 年给出:

$$\nu_e = 5.3 \times 10^9 p \text{ (Torr)} \quad (\text{Hz}) \quad (13.71\text{b})$$

其它气体的碰撞频率, 根据 R. J. Vidmar 1991 年的结果, 列于表 4.3 中. 对上述两种气体, 以及在普通电子温度范围内, 这些碰撞频率基本上与电子动力学温度及其它等离子体参数无关.

因为在氮汞气体中, 电子的碰撞频率主要由氮气确定, 故式(13.71a)可用来定量估计式(13.62)和(13.70)需要的碰撞频率. 假如对氮汞气体, 用 $V_i = 19.8\text{eV}$ 的电离电位, 由于该亚稳态是气体中痕量汞电离的原因, 所以, 式(13.62)中的常数 C_1 可计算出来.

$$C_1 = 416 \quad (\text{V}/(\text{Torr} \cdot \text{m})) \quad (13.72)$$

再作一个附加假定, 即电子的热能 T'_e 是电离电位 19.8eV 的一半, 可以算出常数 C_2

$$C_2 = 95.8 \quad (\text{V}/(\text{Torr} \cdot \text{m})) \quad (13.73)$$

如果将常数 C_1 和 C_2 联同式(13.62)和(13.70)一起求解, 则对氮汞(Hg)气体可以画出平均击穿电场强度的一组曲线. 在图 13.17 中用一组粗黑直线表示. 就击穿电场强度幅值和它与气压的关系而言这一粗略理论与实验数据非常一致, 只是要求的电场强度幅值在高气压、高碰撞时比用式(13.62)预测的值小大约三分之一.

令式(13.62)与(13.69)相等, 可得到微波击穿曲线最小值条件, 它相当于直流放电的 Paschen 最小值, 即

$$mv_e \sqrt{\frac{2V_i}{eM}} = \frac{4c}{\nu_e \lambda \Lambda} \sqrt{\frac{2\pi V_i T'_e}{3}} \quad (13.74)$$

在击穿电场最小时, 对碰撞频率求解该方程可得到:

$$\nu_{e,\min} = 2 \sqrt{\frac{\nu}{mA}} \left(\frac{\pi M e T'_e}{3} \right)^{1/4} \quad (13.75)$$

根据这一最小碰撞频率, 用式(13.71a)和(13.71b)的经验表达式, 便可得到一种气体最容易击穿的压强值. 将式(13.75)代入式(13.62)或(13.70), 也能得到最小击穿电场强度.

$$\tilde{E}_{e,\min} = mv_{e,\min} \sqrt{\frac{2V_i}{eM}} \quad (13.76)$$

将式(13.75)代入式(13.76)得到微波击穿电场强度的最小值.

$$\tilde{E}_{e,\min} = 2 \sqrt{\frac{2\nu V_i m}{e\Lambda M}} \left(\frac{\pi M e T'_e}{3} \right)^{1/4} \quad (13.77)$$

该最小击穿电场强度是下列参数的函数: 自由空间波长(或微波频率); 气体电离电位 V_i ; 有效扩散长度 Λ ; 电子和离子质量, 以及电子总体平均热能.

关于各种气体的微波击穿特性, 特别是一些惰性气体, 如 He, Ne, Ar, Kr 和 Xe, 它们的碰撞截面(这里是电子-中性粒子碰撞频率)与电子动力学温度关系弱, 已取得了许多实验数据. 对于空气的微波击穿特性, 也已引起人们极大注意, 因为这些数据对于大气中, 特别是高海拔地区的雷达和高频通信系统的运行是十分重要的.

图 13.18 所示为一些击穿电场强度的试验数据, 这些数据取自 MacDonald 和 Brown (1949) 的结果, 在频率为 3.0GHz 的氢气中, 对三个不同有效扩散长度所做的试验。图 13.19 取自 MacDonald(1966) 的试验结果, 显示了频率变化对氢气微波击穿的影响, 对于氢气, 采用适当的变量, 可在同一张图上, 在宽的频率范围内绘出击穿特性曲线。纵坐标是用式(13.28)给出的有效电场强度, 图 13.20 用同样的理论充分描述了氢气的击穿特性, 其频率变化从 11MHz 直到 9.4GHz, 相差将近 1000 倍, 甚至包括单粒子模型、电容高频放电区的频率。关于高频和微波气体击穿, 已有大量文献报道, 可从 MacDonald(1966), 以及 MacDonald 和 Tetebaum(1978) 的综述文献中找到。

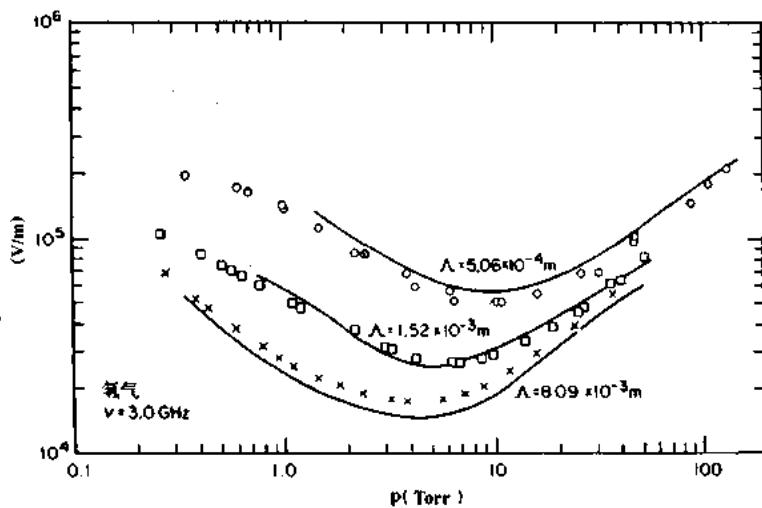


图 13.18 对氢气, 频率为 3.0GHz, 以三个有效扩散长度值为参量时的微波击穿的实验数据(取自 MacDonald 和 Brown 1948 年的结果)

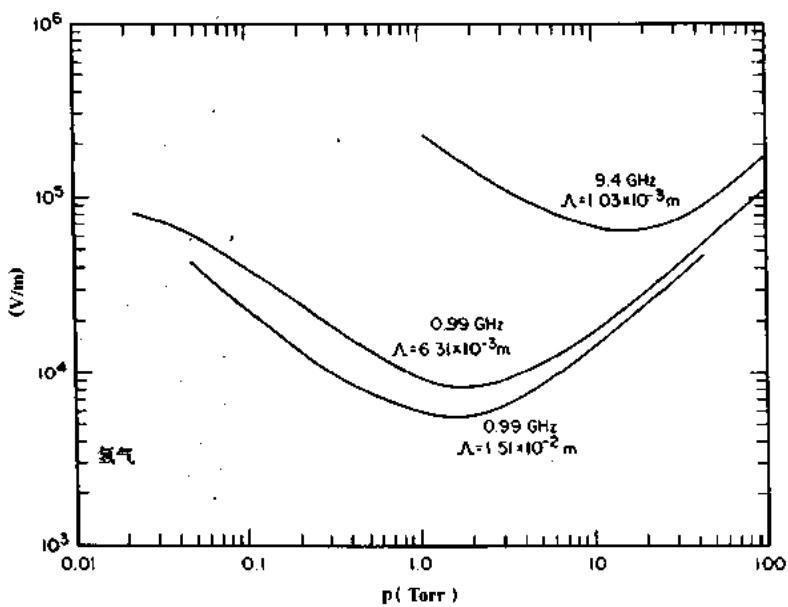


图 13.19 在氢气中, 两个微波频率为 0.99 和 9.4GHz, 且两个有效扩散长度为 Δ 的微波击穿电场与气压(单位 Torr)的关系(该曲线取自 MacDonald 1966 年的结果)

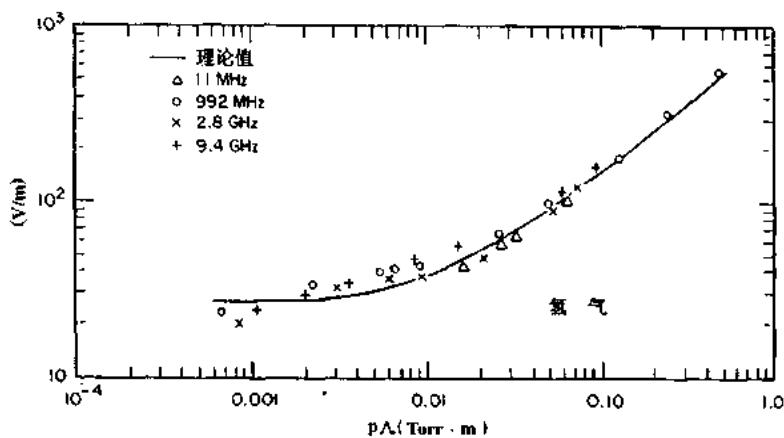


图 13.20 对于氢气, 气压(单位 Torr)与有效扩散长度之乘积, 曲线取自几个频率点, 当曲线为适当变量之函数时, 曲线变化的趋势相同(取自 Macdonald 1966 年的数据)

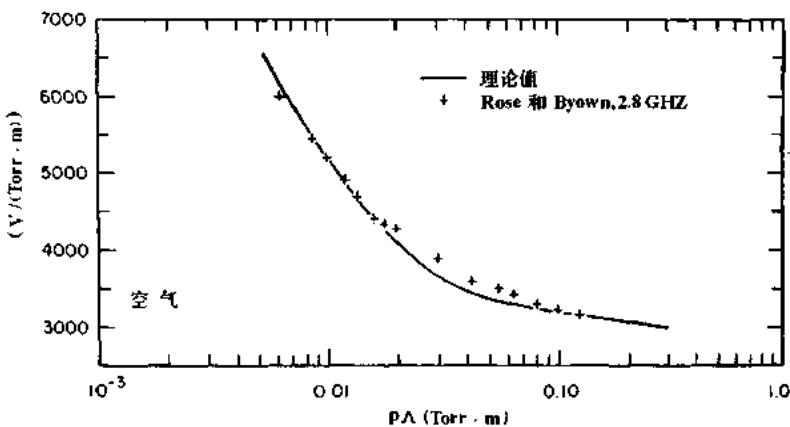


图 13.21 对于空气, 有效击穿电场与适当变量的关系
(取自 Rose 和 Brown 1957 年的数据)

13.3.3 有附着的击穿

几种工业应用的气体中, 如空气、氮气和六氟化硫等, 都有附着现象。气体中的电子会附着于本底气体分子上, 以空气电子附着于氧分子为例:



除扩散到器壁而消失外, 电子附着是又一种电子损失过程。根据(13.54), 附着存在时的击穿条件由下式给出:

$$\nu_i = \nu_a + \frac{D_e}{A^2} \quad (13.79)$$

式中的电离率 ν_i , 附着频率 ν_a , 或它们之差必须通过实验确定。图 13.21 表示空气中有效击穿电场强度(E/p)对(pA)的关系。该图给出了 Rose 和 Brown(1957)建立的理论和他们自己的一些实验数据的比较, 图中纵坐标为有效电场强度, 由式(13.21)给出。

13.3.4 稳态微波放电

一旦气体击穿,扩散系数不再是自由电子的扩散系数值 D_e ,由于双极电场的作用,等离子体的电子受到静电约束,因此扩散系数比 D_e 小.这种静电约束大大地降低了维持等离子体电离所要求的电离频率.对于微波电场强度要求的降低,Brown(1966)发表了一些氢的数据,示于图 13.22.上面一条曲线表示击穿所要求的电场强度,下面两条曲线是最大电子数密度下,为保持稳态微波放电所需要的电场强度.在这种情况下,要保持稳态放电所需要的电场比之击穿电场值大约要小三到四之一.而击穿曲线的最小值已移向较低的气压值,比原来低大约二分之一.

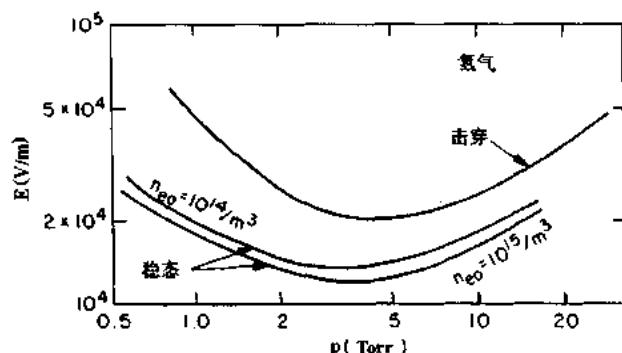


图 13.22 氢气稳态时击穿微波电场与气压的关系
(取自 Brown 1966 结果)

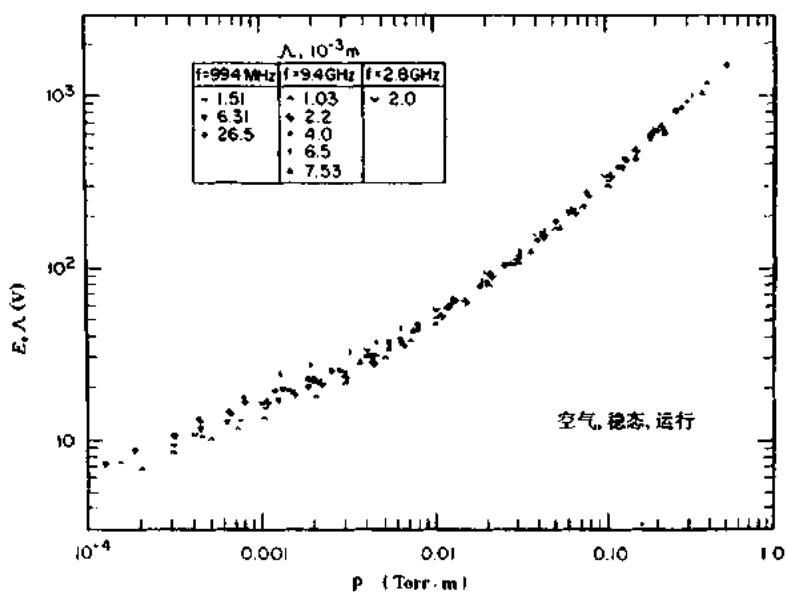


图 13.23 对几个有效扩散长度和微波频率,空气中的稳态微波放电与适当变量的关系(取自 MacDonald, Gaskell 和 Gitterman 1963 年之实验数据)

如果在稳态放电时,双极扩散系数 D_s 占支配地位,则式(13.54)可写成

$$n_e = n_{e0} \exp \left[\left(\nu_i - \nu_a - \frac{D_s}{\Lambda^2} \right) t \right] \quad (13.80)$$

保持稳态放电的必要条件是方程指数等于 0,即

$$(\nu_i - \nu_e) = \frac{D_e}{A^2} \quad (13.81)$$

利用式(4.104)的双极扩散系数以及扩散系数和电子、离子的迁移率间的关系,可得双极和电子扩散系数之间的关系:

$$D_o \approx \frac{D_e T_e}{D_e T_i} \left(\frac{T_i}{T_e} + 1 \right) D_e \approx \frac{\mu_i}{\mu_e} D_e \quad (13.82)$$

在典型微波放电中,由于离子的质量较电子大,故离子动力学温度远小于电子动力学温度,离子的迁移率也大大小于电子迁移率.在这些条件下,联解式(13.81)和式(13.82),可得

$$(\nu_i - \nu_e) \approx \frac{\mu_i}{\mu_e} \frac{D_e}{A^2} \quad (13.83)$$

图 13.22 上,Brown(1966)的数据表明:双极效应对击穿条件的影响不如式(13.83)预示的那样大,然而,与最初击穿气体的电场相比,维持放电所需的电场确实大大降低.

图 13.23 表示由式(13.28)决定的有效电场和特征扩散长度 A 的乘积对空气中稳态放电时气压和特征扩散长度的乘积间的关系.它取自于 MacDonal 等人 1963 年的结果.这些数据表明,当采用有效电场,并按“恰当”参量画出这些数据,就把在三个不同的频率和不同特征扩散长度所取得的一个很宽变化范围的数据简化到一张图中.

13.3.5 磁化等离子体的击穿

当有磁场存在时,微波击穿过程与非磁化等离子体非常类似,只有一种情况例外,即在电子回旋频率附近,击穿电场大大降低.击穿电场的频率(ω)和磁场(ω_c)可以利用式(13.29)给出的有效电场消去:

$$E_{eff}^2 = E^2 \frac{\nu_c^2}{2} \left[\frac{1}{(\omega + \omega_c)^2 + \nu_c^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_c)^2 + \nu_c^2} \right] \quad (13.29)$$

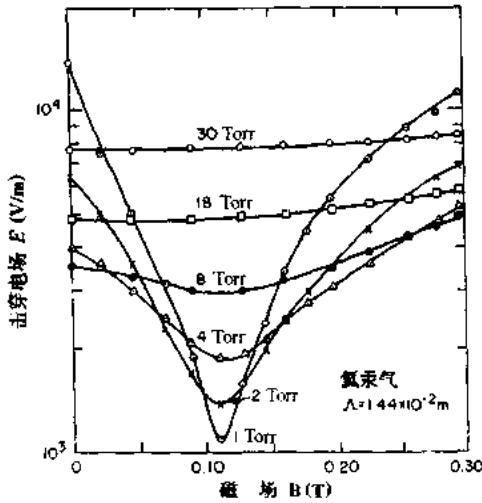


图 13.24 几种压强下氦汞气体击穿电场与磁场的关系,低气压下在电子回旋频率处有明显谐振现象(取自 Lax 等 1950 年的数据)

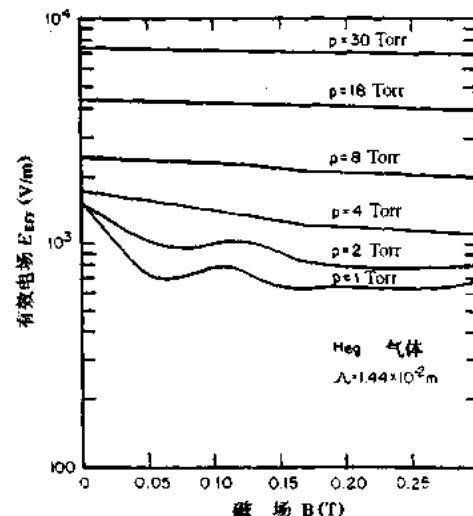


图 13.25 与图 13.24 类似的数据,按有效电场强度画出(取自 Lax 等 1950 的数据)

图 13.24 给出了取自 Lax 等(1950)实验的一个经典例子,其击穿电场强度是在 He_g 气体中,有效扩散长度 $\Lambda = 1.44 \times 10^{-2}$ m 时绘出的。该图给出典型的谐振特性;接近电子回旋频率时击穿气体所需要的电场降到最低值。本底气压降低使碰撞减少,最小击穿电场变得更低。图 13.25 为采用式(13.29)的有效电场强度绘出的数据,这里,磁场的影响几乎不存在,只留下本底压强的影响。

13.4 ECR 微波等离子体源

电子回旋谐振(ECR)微波等离子体源是一个误称,因为谐振非常靠近高混杂频率

$$\omega_{\text{ch}} = \sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2} \quad (13.84)$$

而不是靠近电子回旋频率

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} \quad (13.85)$$

这些源以磁化等离子体为特征,其中电子回旋频率(或高混杂频率)与微波激励频率谐振。等离子体的电子回旋谐振加热来源于聚变研究领域,自 80 年代中期以来,已经用在等离子体处理中。

13.4.1 ECR 等离子体的特性

在第 9 和 12 章中已讲过,当处于单粒子特性区域的磁化等离子体输入微波时,靠近电子回旋谐振频率处有一个尖锐的最大值。谐振表达式为

$$\nu_{ce} = \frac{eB}{2\pi m_e} = 27.9922B \quad (\text{GHz}) \quad (13.86)$$

该频率作为磁场强度的函数示于图 13.26 中。对于广泛应用的 2.45GHz 的工业频率,其所要的磁场强度是 87.5mT(图 13.26)。这一磁场采用小功率直流电磁铁或永久磁铁都很容易实现。

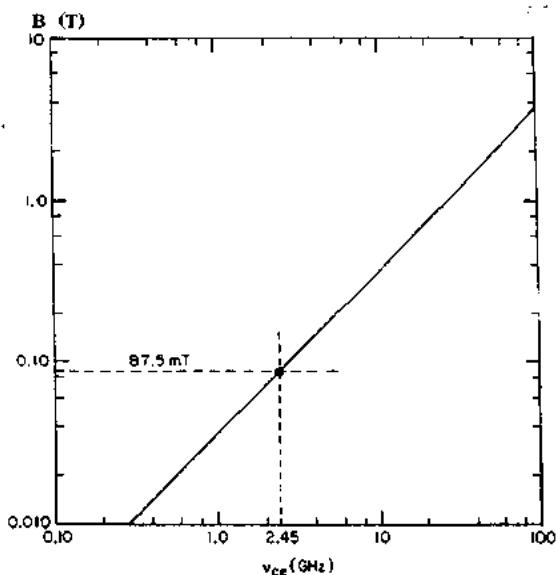


图 13.26 磁化等离子体中的电子回旋共振,电子回旋频率作磁场强度的函数

在 ECR 等离子体加热中, 谐振面位于源频率 ν_0 近似等于 ECR 频率处:

$$\nu_0 \approx \nu_{ce} < \nu_{uh} \quad (13.87)$$

对于高密度等离子体, 谐振面位于上杂化频率处:

$$\nu_0 \approx \nu_{uh} = \sqrt{\nu_{ce}^2 + \nu_{pe}^2} \quad (13.88)$$

在由式(13.88)决定的谐振面上, 当高功率输入($P>500W$)时, 电子密度等于或超过由式(4.65)和(4.66)所确定的反射临界密度:

$$n_c = \frac{4\pi m_e \epsilon_0}{e^2} \nu_0^2 = 1.2404 \times 10^{-2} \nu_0^2 \quad (\text{电子数 } / \text{m}^3) \quad (13.89)$$

当 $\nu_0=2.45\text{GHz}$ 时, 临界密度等于 7.45×10^{16} 电子数/ m^3 . 式(13.89)以实线绘于图 13.27 中.

一般 ECR 等离子体源产生的等离子体位于临界密度线的左边; 然而, 当处于或接近谐振区时, ECR 等离子体电子密度可能大于临界密度. 这种等离子体称为过密度等离子体. 与非谐振高频放电相比, ECR 等离子体密度可高过十倍.

微波源很容易调制. 磁控管可以在一秒种之内开启和关断许多次, 以控制平均功率输出, 家用微波炉就是这样调节功率的. 某些等离子体加工, 包括沉积和刻蚀, 采用脉冲微波可能更好. 然而, 这种性能改进的机理尚不太清楚. 有人推测脉冲微波可能在脉冲间隙期间除掉表面污染和表面产生的一些化学反应物.

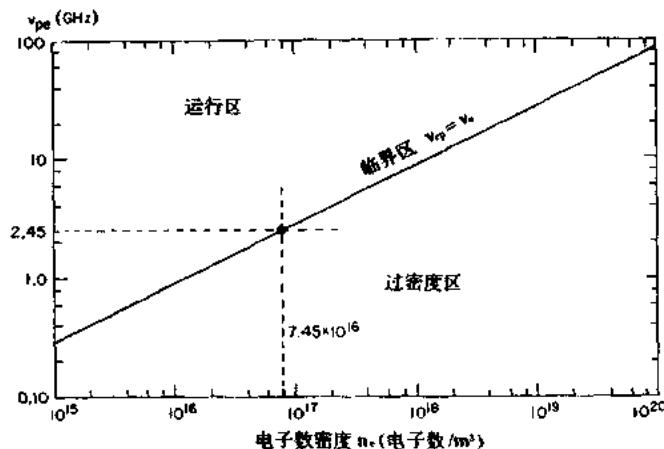


图 13.27 电子等离子体频率与电子密度关系. 在临界密度右下方区域为过密度等离子体

13.4.2 ECR 微波系统

图 13.28 给出了一种典型的 ECR 微波系统. 各个元件分述如下:

(1) 直流电源和磁控管是一项通用技术, 在商用微波炉中采用通用频率 2.45GHz, 其额定功率大约从 400W 至 1kW. 功率范围从 1kW 至 10kW 的磁控管也可买到.

(2) 环行器/匹配负载在磁控管和变化的等离子体负载间起隔离作用, 其功能像一个单向阀门, 只允许微波功率从磁控管输至等离子体. 反射微波功率传输到匹配负载被吸收.

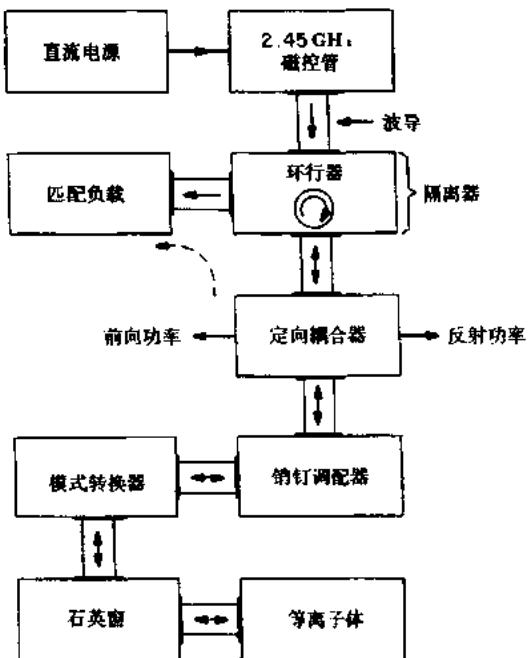


图 13.28 电子回旋谐振(ECR)微波系统主要元件图

(3) 定向耦合器用来测量从微波源到负载的入射功率和从负载返回源的反射波功率. 两部分功率流之差主要被等离子体吸收, 剩余部分是系统的损耗.

(4) 销钉调配器用来将反射波功率调至最小, 等离子体负载吸收的入射波功率最大.

(5) 模式转换器有时用来平衡微波电场, 以产生对称、均匀的等离子体, 或从矩形波导变换成圆柱波导.

(6) 石英窗用于真空密封, 将波导与所产生的等离子体隔离.

(7) 等离子体反应腔中等离子体是一个可变负载, 引起的高频阻抗变化可通过调节销钉调配器予以补偿, 这一调节有时可利用连接于入射反射功率测量系统上的反馈控制机构自动实现.

13.4.3 浸没式 ECR 系统

浸没式 ECR 系统是指小容积等离子体处在浸没于磁场的微波腔或波导之中, 电子与微波频率满足回旋谐振条件. 示于图 13.29 中的一种浸没式 ECR 系统现在正广泛流行. 2.45GHz 的微波功率由一只磁控管产生, 经过微波匹配和监测回路送到传输段和模式变换器. 该模式变换器将矩形波导中的微波转换成圆波导中的对称模式. 该圆波导中装有一个重熔石英管, 它将处于大气状态的波导管与高真空等离子体发生区域隔离, 石英管置于轴对称磁场线圈的内腔中心, 磁场线圈产生的磁场保证谐振面处在石英管轴线上.

可以调节磁场线圈的电流使谐振面在管轴上移动. 波导中引入空气流, 沿石英管外管壁轴向流动, 起冷却作用. 谐振面上产生的等离子体在作用于目标靶面之前沿着磁体人口处的发散磁力线流动. 等离子体发生区内的本底中性气体压强可以低于 1mTorr. 靠近谐振面的典型电子密度等于或大于临界密度. 这种浸没式 ECR 系统可在目标靶上提供高密度粒子流, 适于用作金刚石或其它薄膜沉积; 等离子体中的离子流也可用于刻蚀.

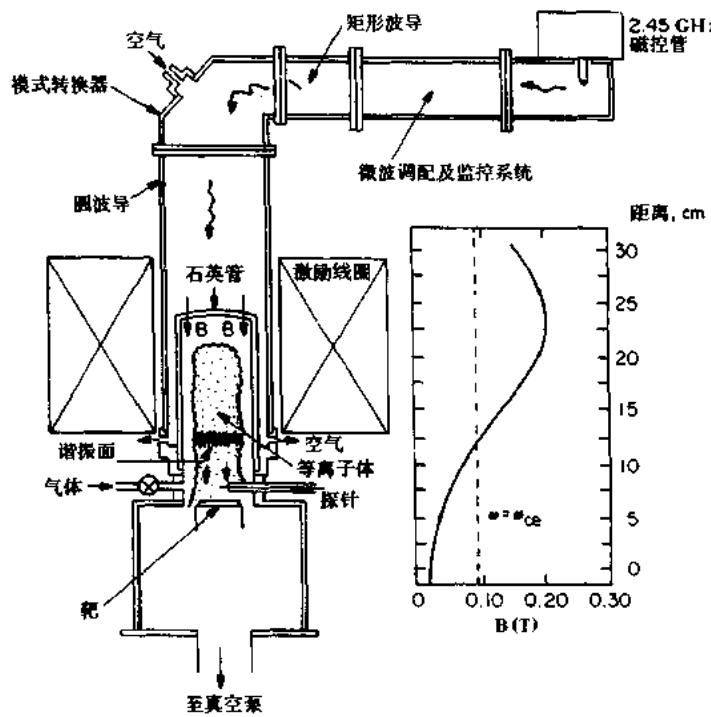


图 13.29 浸没式电子回旋谐振等离子体源.微波沿波导传播,通过一石英真空壁,在谐振面上由于吸收而形成稳态等离子体

13.4.4 分布式 ECR 系统

分布式电子回旋谐振系统现已有了商业产品,其典型商品有一个反应腔.微波功率直接引入腔体,磁场可以贴近腔体壁或布满整个腔体,以提供一个谐振面(Namura et al. 1922).图 13.30 所示的系统中,微波功率通过四根天线或开槽波导引入大直径的真空腔体.在其边界的内壁产生足够强的磁场以形成圆柱谐振面,四根天线所引入的微波功率强烈地被吸收.这种分布吸收可能在整个真空腔体中充满等离子体.腔体外壁边界上的多极磁铁有双重功能,它不仅为微波功率的 ECR 吸收提供一个谐振面,而且还可以改进等离子体约束,使等离子体离开真空腔壁,减少腔壁上的复合损失.

表 13.1 ECR 微波等离子体和 RF 平板电容耦合等离子体源特性参数

参 数	ECR 微波等离子体			RF 源
	高值	低值	典型值	典型值
等离子体直径(cm)	30	5	10	10
等离子体长度(cm)	100	10	20	5
频率(GHz)	10	0.9	2.45	13.56MHz
功率(W)	2000	200	500	200
中性气体压强(mTorr)	100	0.02	0.40	75
电子动力学温度, T_e (eV)	15	5	10	5
电子密度, n_e (电子/m ³)	5×10^{18}	10^{16}	10^{17}	10^{16}
离子轰击能量(eV)	50	10	30	100

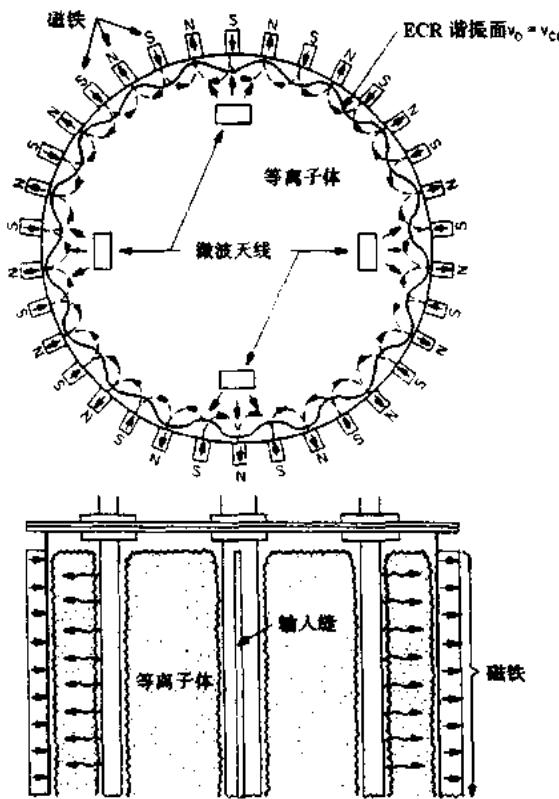


图 13.30 分布式电子回旋谐振等离子体源. 微波辐射通过天线馈进一个大容积腔体, 在靠近腔壁的 ECR 谐振面处产生等离子体

13.4.5 ECR 源/等离子体特性

工业应用的 ECR 微波等离子体源最近获得相当快的发展. 为了说明为什么这些源在许多工业应用中比平行平板高频辉光放电得到更优先采用, 在表 13.1 中将 ECR 等离子体参量范围连同平行平板电容耦合式的等离子体源的相应特征值一并列出. 微波源所提供的等离子体尺寸至少与平板电容耦合反应器一样大, 然而, 与平板反应器不同, 分布式 ECR 等离子体源可以产生很大容积的高密度等离子体. 这对直径大到 20~30cm 的大面积微电子芯片的加工是一个重要的优点.

功率要求和高频频率差别本身不是选择两种等离子体产生方法的主要因素. ECR 等离子体源在很低的气压下也能照常工作, 这是一个很重要的优点, 因为在低气压下, 平均自由程长是垂直刻蚀要求的, 而且低的本底气压可降低加工系统中的污染程度. 一般来说, 微波等离子体源的电子密度大约比平行平板高频辉光放电高出近十倍, 因而获得了高通量离子流, 缩短了加工时间, 这在某些应用中是一项重要优点.

13.4.6 应用

相对于电容耦合平行平板反应器, ECR 等离子体源具有如下优点:

- (1) 具有较低的中性气体压力和较长的离子和中性粒子平均自由程. 当要求进行垂

直刻蚀时,这是一个重要优点.

(2) 电离率较高,高活性粒子如离子、激发态原子或自由基占有高的比例.

(3) 电子密度高,表面离子通量也高,加工时间缩短.

ECR 微波等离子体源有如下一些缺点:

(1) 离子轰击能量较低.

(2) 如果不加偏压,离子轰击能量的可控性较差.

(3) 不易使微波源和 ECR 等离子体间达到有效耦合,这是因为等离子体是一个可变负载,要求微波系统反复调节以达到最佳工作条件.

(4) 在要求产生大面积均匀等离子体时,ECR 系统比射频平行板辉光放电困难,且价钱昂贵得多.

(5) ECR 技术成本通常比直流或射频辉光放电反应器技术更昂贵.

目前,ECR 等离子体源已经在薄膜沉积(金刚石薄膜沉积),微电子线路的刻蚀和各种表面处理等领域获得了广泛的应用.

13.5 非谐振微波等离子体源

非谐振微波等离子体是利用微波功率击穿气体并维持的一种等离子体,在磁感应强度为零的条件下,等离子体中不存在谐振面.非谐振微波等离子体要求的气压和密度量级与低功率运行的平行平板反应器,或者高功率($>2\text{kW}$)运行的感应等离子体反应器相比没有太大的区别.

13.5.1 连续气流反应器

微波连续气流反应器可用作等离子体化学反应器、紫外辐射的化学反应,以及需要像离子、激发态原子或自由基这类化学活性粒子的等离子体化学加工.微波加热的连续气流反应器也可以用作类似于感应等离子体炬这类微波等离子体炬.

图 13.31 给出连续气流反应器的典型微波系统.工业所用的功率范围一般从 100W 到 2kW.而某些高功率设备,可能工作于一个大气压,功率高达 50kW.系统中的调配器,反应器和滑动短路塞通常使用单节矩形波导元件.使用最多的频率是 2.45GHz,有时也用 0.9GHz.

图 13.32 给出微波功率耦合到气流的一般结构.将一根石英圆管或氧化陶瓷管穿过矩形波导,圆管的轴线与波导中的电力线一致.有时将波导窄边压窄以增强电场强度.如图 13.32(b)所示,波导中高的轴向电场使流过介质管的气体击穿,因而在非谐振等离子体中提供了一个连续流动的热气体.石英或陶瓷管是低气压运用时的真空边界.

高功率($p>10\text{kW}$)下,这种微波等离子体的工作气压可达一个大气压.表 13.2 给出了这种连续气流非谐振微波反应器工作参数的近似范围.高功率时,这些反应器能获得的气体温度和电子密度,可与直流电弧或高功率感应等离子体炬相比拟.

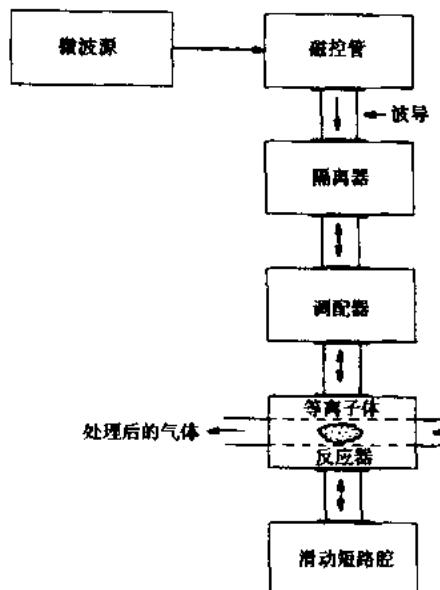


图 13.31 连续气流非谐振微波等离子体源的主要元件图

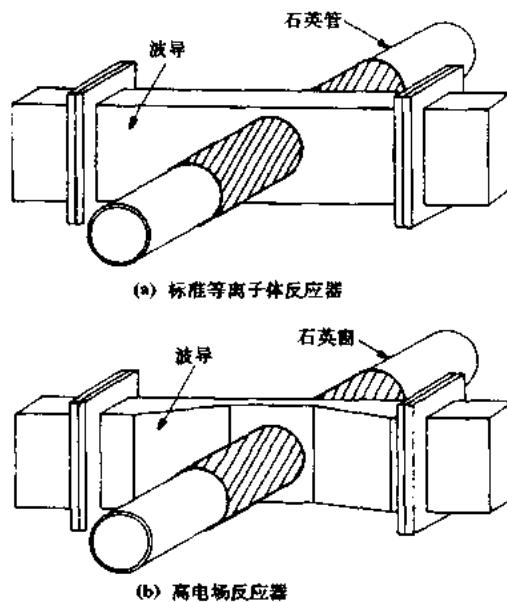


图 13.32 两种低功率连续气流微波等离子体反应器
(a) 标准结构；(b) 高电场结构

表 13.2 连续气流非谐振等离子体反应器工作参数

参 数	低 值	高 值
气压(Torr)	10	760
功率(kW)	0.20	50
频率(GHz)	0.915	2.45
气体动力学温度(eV)	0.10	≈ 1.0
电子动力学温度(eV)	0.50	6.0
电子密度(电子/m ³)	10^{15}	10^{19}

13.5.2 微波等离子体炬

这一比较新的概念是 Y. Mitsuda 等在 1989 年提出的, 示于图 13.33 中。在该微波等离子体炬中, 微波功率由一矩形波导通过石英窗, 送进阻抗匹配的模式变换器再耦合到一个同轴波导, 其中心内导体构成等离子体炬的一个电极, 而另外一个电极通过一环形法兰接于同轴波导的外导体上。当加上 2.45GHz、2kW 的微波功率时, 工作气体, 如氢气, 被击穿而形成由微波能量驱动的等离子体炬。在同轴波导内外导体间的工作气体中, 一个旋转电弧突然产生。这与直流电弧类似, Mitsuda 等利用这一微波等离子体炬来沉积金刚石薄膜, 其沉积速率比用其它形式的等离子体源要快得多。

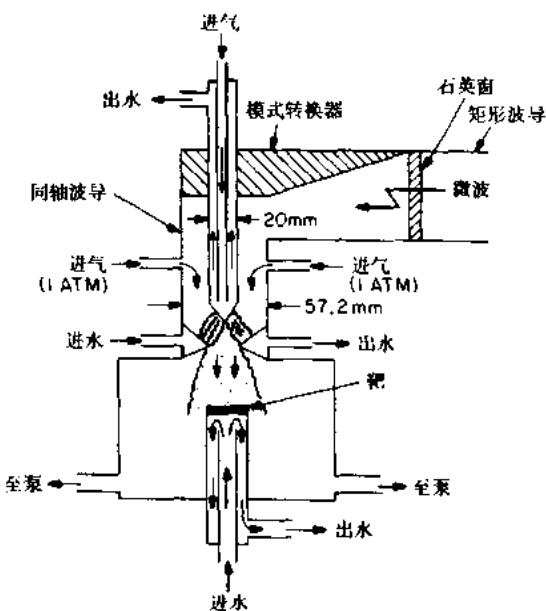


图 13.33 由 Y. Mitsuda 等 1989 年研制的微波等离子体炬

13.5.3 分布式非谐振微波等离子体

随着人们对直径为 20 或 30cm 微电子芯片的兴趣与日俱增、对大容积均匀等离子体的要求也日趋迫切，分布式非谐振等离子体源可以产生这样的等离子体，但目前现行还没有商品。这里介绍田纳西州立大学(UTK)等离子体科学实验室(Spence et al. 1991a, 1991b)研制并已运行的微波等离子体设备(MPF)。图 13.34 给出了整套装置的示意图。不锈钢真空室高 1m、直径 50cm，真空泵置于底部。为安全起见，高压和微波输入放在顶端，一个 3kW, 2.45GHz 磁控管放在底部左端。图中还显示了供监测入射和反射功率的功率引出端。为减少微波窗的电击穿，用一个 T 形波导段将功率流分为两半，两臂的功率均衡分别用臂上的短路活塞和销钉调配器实现。真空室壁上的观察窗的真空端盖以微波屏蔽网使泄漏最小。

在真空室外壁上置以多极永久磁体和不置磁体两种情况下取得了该装置等离子体的特性实验数据。有磁体时，真空室内表面的磁场强度大约是 30mT，低于电子回旋谐振频率。为了确定多极磁体对等离子体约束的影响，大约 1.7kW 净微波功率输进等离子体，采用朗缪探针测量径向和轴向不同截面等离子体特性。发现在磁化和非磁化两种边界条件下，等离子体容积的 70% 都是均匀的。还在同样输入功率下，比较了有无磁体两种情况时的电子密度。当外壁有磁体时，电子密度增加大约 1.7 倍，提供了附加的等离子体约束。

该装置的工作特性列在表 13.3 中。所测得的电子密度略低于截止密度 7.45×10^{16} 电子数/ m^3 。

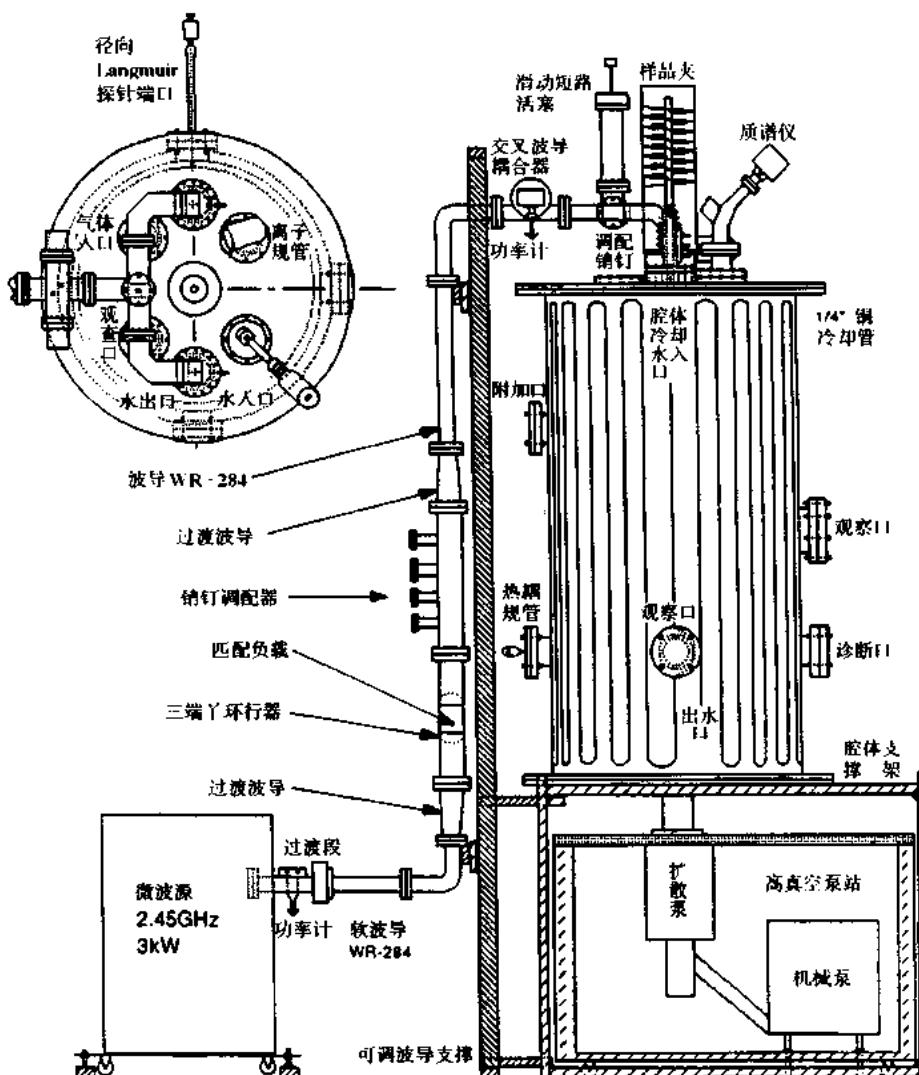


图 13.34 UTK 大学的微波等离子体装置(MPF)

表 13.3 UTK 微波等离子体装置(MPF)的参数

参数	高值	低值	典型值
等离子体直径(cm)	—	—	50
等离子体长度(cm)	—	—	100
微波频率(GHz)	—	—	2.45
微波功率(W)	2500	500	1500
氮气压强(mTorr)	120	10	20
电子动力学温度, T_e (eV)	12	6	8
电子密度, n_e (电子/m ³)	6.7×10^{16}	1.0×10^{16}	1.0×10^{14}

像 MPF 这样的分布式非谐振微波等离子体源的优点是具有很好的容积均匀性。在 MPF 装置中,大约在 200 升真空室的 70% 容积内,等离子体电子密度变化小于 10%,该装置还具有优良的平面均匀性;采用大家熟悉的等离子体产生技术和 2.45GHz 的微波

源；它能提供高的电子密度和等离子体流量；还能提供很大容积的等离子体，如刚才讨论过的MPF总容积接近200升。

非谐振分布式微波等离子体源的一些缺点是：工作在比较高的本底中性气体压强下，从20mTorr到200mTorr；另外，像所有微波系统一样，它缺乏对等离子体相对壁的电位降的直接控制，也缺乏对打到器壁的离子能量的控制。

参 考 文 献

- Anon. 1991 *Plasma Processing of Materials: Scientific Opportunities and Technological Challenges* (Washington, DC: National Academy Press) ISBN 0-309-04597-5.
- Bridgman, W. 1963 *Dimensional Analysis* (New Haven, CT: Yale University Press).
- Brown, S. C. 1966 *Introduction to Electrical Discharges in Gases* (New York: John Wiley).
- Buckingham, E. 1914 On Physically Similar Systems; Illustrations of the Use of Dimensional Equations *Phys. Rev. Ser. 2* 4 345–376.
- Heald, M. A. and Wharton, C. B. 1965 *Plasma Diagnostics with Microwaves* (New York: John Wiley).
- Karnath, S. G. and Roth, J. R. 1992 Stabilization and Performance Enhancement of a Large Volume, Unmagnetized Microwave Plasma Facility (MPF) *Proc. 1992 IEEE Int. Conf. on Plasma Science* IEEE Catalog No. 92 TH0460-6, p 170.
- Lax, B., Allis, W. P. and Brown, S. C. 1950 The Effect of Magnetic Field on The Breakdown of Gases at Microwave Frequencies *J. Appl. Phys.* 21 1297–1304.
- MacDonald, A. D. 1966 *Microwave Breakdown in Gases* (New York: John Wiley) LCCN 66-22841.
- MacDonald, A. D. and Brown, S. C. 1949 High Frequency Gas Discharge Breakdown in Hydrogen *Phys. Rev.* 76 1634–1639.
- MacDonald, A. D., Gaskell, D. U. and Gitterman, H. N. 1963 Microwave Breakdown in Air, Oxygen, and Nitrogen *Phys. Rev.* 130 1841–1850.
- MacDonald, A. D. and Tetenbaum, S. J. 1978 High Frequency and Microwave Discharges, in: Hirsh M N and Oskam H J (ed) *Gaseous Electronics vol 1 Electrical Discharges* (New York: Academic Press) ISBN 0-12-349701-9 chap 3.
- McDaniel, E. W. 1964 *Collision Phenomena In Ionized Gases* (New York: John Wiley) LCCN 64-13219 p 19.
- Mitsuda, Y., Yoshida, T. and Akashi, K. 1989 Development of a New Microwave Plasma Torch and its Application to Diamond Synthesis *Rev. Sci. Instrum.* 60 249–252.
- Namura, T., Arikata, I., Fukumasa, O., Kubo, M. and Itatani, R. 1992 Effects of Permanent Magnet Arrangements and Antenna Locations on the Generation of Multicusp Electron Cyclotron Resonance Plasma *Rev. Sci. Instrum.* 63 21–30.
- Rose, D. J. and Brown, S. C. 1957 Microwave Gas Discharge Breakdown in Air, Nitrogen and Oxygen *J. Appl. Phys.* 28 561–63.
- Roth, J. R. and Spence, P. D. 1987 Measurement of the Effective Momentum Collision Frequency in a Turbulent, Weakly Ionized Plasma. *Proc. 18th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases* (Swansea, UK) vol 4 (International Union of Pure and Applied Physics) pp 614–615.
- Samaras, D. G. 1971 *Theory of Ion flow Dynamics* (New York: Dover Publications).
- Spence, P. D. 1990 *A Study of the Effective Electron Collision Frequency in a Weakly Ionized Turbulent Penning Discharge Plasma* PhD Thesis University of Tennessee, Knoxville, TN.
- Spence, P. D., Keebler, P. F., Freeland, M. S. and Roth, J. R. 1991 A Large-Volume, Uniform, Unmagnetized Microwave Plasma Facility (MPF) for Industrial Plasma Processing Applications *Proc. Workshop on Industrial Plasma Applications and Engineering Problems, 10th Int. Symp. on Plasma Chemistry* (10 August 1991, Bochum, Germany) (International Union of Pure and Applied Chemistry).
- Stix Thomas, H. 1962 *The Theory of Plasma Waves* (New York: McGraw-Hill) LCCN 62-17376.
- Sugano, T. (ed) 1985 *Applications of Plasma Processes to VLSI Technology* (New York: John Wiley) ISBN 0-471-86960-0.
- Vidmar, R. J. 1991 *Plasma Cloaking; Air Chemistry, Broadband Absorption, and Plasma Generation Final Report*, SRI Project 8656 (Menlo Park, CA: SRI International).

附录 A 术 语

拉丁符号

<i>A</i>	面积(m^2)
	任意常数
	核质量数
	Richardson 发射常量($A/(m^2 \cdot K^2)$)
<i>a</i>	等离子体或电极半径(m)
	类比因子
<i>B</i> , B	磁感应:标量、矢量(T)
<i>B</i>	任意常数
<i>b</i>	距离,半径(m)
<i>C</i>	任意常数
	Fowler-Nordheim 常量(A/V^2)
<i>C_V</i>	比热容量($J/(kg \cdot K)$)
<i>c</i>	光速, $2.998 \times 10^8 m/s$
<i>D</i>	任意常数
	扩散系数(m^2/s)
	Fowler-Nordheim 常量(V/m)
	位移矢量
	束直径(m)
D	扩散矩阵
<i>d</i>	距离(m)
<i>E</i> , E	电场强度:标量、矢量(V/m)
<i>E</i>	不完全椭圆积分
<i>E</i>	能量(J)
<i>E⁰</i>	能量(eV)
<i>e</i>	电子电荷, $1.602 \times 10^{-19} C$
<i>F</i> , F	力:标量、矢量(N)
<i>F</i>	体积力(N/m^3)
	结构因子
	不完全椭圆积分
	电离率
<i>f</i> , f	每个粒子的受力:标量、矢量(N)
<i>f</i>	粒子分布函数

g	重力加速度(m/s^2)
	原子态的统计权重
H	磁场强度(A/m)
h	布朗克(Planck)常量, $6.626 \times 10^{-34} \text{ Js}$
I	电流(A)
	发光强度,功率通量(W/m^2)
J, \mathbf{J}	电流密度:标量、矢量(A/m^2)
J	贝塞尔函数
J'	相对论无量纲电流密度
K	完全椭圆积分
	波数(m^{-1})
	无量纲波数
k	玻尔兹曼(Boltzmann)常量, $1.380 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
	指数
	波数(m^{-1})
L	距离,间隔(m)
	密度特征长度(m)
	电感(H)
	反常波参数,方程(13.22)
l	长度(m)
	电子平均自由程(m)
M	反常波参数,方程(13.23)
	磁动量(J/T)
M_e	安全辐射量(W/m^2)
m	粒子质量(kg)
	指数
	表面粗糙因子
N	事件数,等
	无量纲电子密度
N_A	阿佛伽得罗(Avogadro)数, $6.023 \times 10^{26}/(\text{kg} \cdot \text{mole})$
n	密度(粒子数/ m^3)
P	总功率(W)
	功率通量(W/m^2)
P, p	功率密度(W/m^3)
p	压强(Pa 或 N/ m^2)
P	导流系数($\text{A/V}^{3/2}$)
Q	电荷(C)
q	电荷,带符号的量(C)
	参变量指数

r	径向坐标(m)
R	曲率半径(m)
	反应率(反应次数/(m ³ ·s))
	回旋半径(m)
	电阻(Ω)
S	源产生率(粒子数/(m ³ ·s))
	鞘层厚度
	功率通量(W/m ²)
s	沿轨迹的距离(m)
T	动力学温度(K)
	时间间隔(s)
	无量纲时间
T'	动力学温度(eV)
T	传输矩阵
t	时间(s)
U	功(J)
	势、储能(J)
V	体积(m ³)
	电位(V)
V^*	有效电离电位(eV)
v, \mathbf{v}	速度:标量、矢量(m/s)
W	能量或已做的功(J)
	无量纲频率
w	粒子动能(J)
X	pd 的无量纲值
x	笛卡尔坐标(m)
Y	无量纲势
y	笛卡尔坐标(m)
z	笛卡尔坐标(m)
Z	电离电荷数

希腊符号

α	衰减系数
	半径比、方程(8.102)
	汤森初次电离系数(离子-电子对数/m)
β	相对论速度比, v/c
	无量纲圆柱二极管参数
β (常量)	传播常数
	无量纲离子漂移速度

	汤森二次电离系数
Γ, Γ	粒子通量; 标量、矢量 (粒子数/(m ² · s))
γ	比热
	相对论参数
	无量纲中性粒子漂移速度
	二次电子发射系数(电子数/离子数)
Δ	预先指定量的小增量
δ	方向余弦
	小偏离
	大气密度因子, 方程(8.105)
	网格几何比, 方程(8.49)
	电离率
	趋肤深度(m)
ϵ_0	自由空间介电常数, $8.854 \times 10^{-12} \text{F/m}$
ϵ	等离子体的发射率
	小参量
	无量纲能量
	溅射产额(原子数/离子)
η	电阻率(Ωm)
	调幅因子
	离子—电子对的能量损失(eV)
	能量耦合参量, 方程(11.34)
	效率
	粘滞系数(Ns/m ³)
θ	相对磁场的角度(rad)
	方位角(rad)
	逸出角顶端半角
κ	热导率(W/(mK))
Λ	库仑对数宗量
	特征扩散长度(m)
λ	德拜屏蔽长度(m)
	波长(m)
	平均自由程(m)
μ, μ	迁移率; 标量、张量(Cs/kg)
	磁动量(J/T)
	折射率(实数)
μ_0	自由空间磁导率, $4\pi \times 10^{-7} (\text{H/m})$
ν	每粒子的事件产生频率(Hz)
ν_c	每粒子的碰撞频率(Hz)

ν_i	每粒子的电离频率(Hz)
ζ	无量纲距离,方程(3.165b)
π	3.14159
ρ	电荷密度(C/m ³)
	无量纲径向参量,方程(3.196a)
	质量密度(kg/m ³)
	电阻率(Ωm)
σ	截面(m ²)
	电导率(S/m≡1/(Ωm))
	斯特潘-玻尔兹曼(Stefan-Boltzmann)常量, $5.671 \times 10^{-8}(\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}))$
	表面电荷密度(C/m ²)
$\langle\sigma v\rangle$	反应率系数(m ³ /s)
τ	特征时间(s)
	粒子约束时间(s)
Φ	电位(V)
	旋转角(rad)
	磁通量(Wb)
	最大的允许功率通量(W/m ²)
	无量纲电位
χ	'Child'系数,方程(3.144)
	衰减指数
Ω	立体角(rad)
ω	角频率(rad/s)
	相对论参量,方程(3.175)
ω_p	等离子体频率(rad/s)

下标

0	中性气体
	剩余值
	表面外的值
	自由空间值
	轴向值
	最大值
	初始值
A	双极值
A,α	阳极
B	Bohm 值
B,b	击穿值
b	束值

	外半径
c	临界值
	阴极区
	回旋频率
	碰撞
c(常量)	离心力
	Child 律临界电流
	带电粒子
cl	经典
d	偏转
	与德拜长度有关的值
	与放电有关的值
	与粒子漂移有关的值
eff	有效值
E	电场
	效率
\mathcal{E}	能量
ex	外部的
	异波
e	电子
f	热丝
	最终值
	浮点值
g	重力的
	回旋半径
	与气体有关的值
H	加热
	霍尔方向
i	离子
	电离
	注入
in	内部的
L	左圆极化
	负载
lim	极限值
m	磁的
	最可几值
mob	迁移率
max	最大值

min	最小值
<i>n</i>	中性气体
<i>ne</i>	电子-中性粒子电离
op	运行
oh	欧姆加热
ord	寻常波
out	外面的
<i>P</i>	Pedersen 方向
<i>p</i>	等离子体
	质子
<i>p</i> (常量)	粒子
<i>R</i>	右圆极化
<i>r</i>	径向
	相对论的
rms	均方根值
<i>S</i>	标准的
	源
<i>s</i>	鞘层
	表面值
	种类
sc	空间电荷
<i>T</i>	捕获的
<i>t,tot</i>	总的
uh	高混杂
<i>v</i>	体积,恒定体积
<i>w</i>	与动能有关的
	器壁,器壁值
<i>x</i>	笛卡儿方向
<i>y</i>	笛卡儿方向
<i>z</i>	笛卡儿方向
//	平行于磁场
上	垂直于磁场
*	与能量转移频率有关的
<i>l</i>	扰动值

上标

'(撇号)	用非 SI 单位制表示能量 ϵ' , 动力学温度 T' 和压强 P'
导数	
	运动坐标系

* 单位轴向长度上的值
与 eV/离子有关的值

其它记号

⟨ ⟩ 对角括号内的量，在麦克斯韦（Maxwell）分布内求平均
— 平均值，如 \bar{E} , \bar{p} 等

附录 B 物理常量

c	光速	$2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$
e	电子电荷	$1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$
m_e	电子质量	$9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$
e/m_e	电子荷质比	$1.759 \times 10^{11} \text{ C/kg}$
	电子静止质量	0.511 MeV
m_p	质子质量	$1.673 \times 10^{-27} \text{ kg}$
e/m_p	质子荷质比	$9.564 \times 10^7 \text{ C/kg}$
	质子静止质量	938.21 MeV
m_p/m_e	质子与电子质量比	1836
h	普朗克(Planck)常量	$6.626 \times 10^{-34} \text{ Js}$
k	玻尔兹曼(Boltzmann)常量($k=R/N_A$)	$1.381 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
N_A	阿弗加德罗(Avogadro)量	$6.022 \times 10^{26} (\text{kg} \cdot \text{mole})$
σ	Stefan-Boltzmann 常量	$5.671 \times 10^{-8} \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{K}^4)$
g	标准重力加速度	9.807 m/s^2
ϵ_0	自由空间介电常量	$8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$
μ_0	自由空间磁导率	$4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$
R	克分子气体常量	$8.315 \text{ J}/(\text{K} \cdot \text{mole})$

附录 C 单位和转换因子

此附录列举了与等离子体物理和工程有关的参量和单位.除用*号标记的单位外,所有单位均为SI制.下列的量都有它们自己标称的单位.

参量	名称	符号	等效单位
质量	千克	kg	
长度	米	m	
时间	秒	s	
温度	开尔文	K	
	* 电子伏	eV	11604K
电流	安培	A	C/s
物质量	摩尔	mol	* kg * mole
平面角	弧度	rad	
频率	赫兹	Hz	/s
力	牛顿	N	kg * m/s
能量	焦尔	J	N * m
	* 电子伏	eV	
功率	瓦特	W	J/s \equiv V·A
压强	帕斯卡	Pa	N/m ²
	* 托	Torr	* mmHg
	* 标准大气压	atm	
电荷	库仑	C	A·s
电位,电压	伏特	V	J/C \equiv W/A
电阻	欧姆	Ω	V/A
电导	西门子	S	A/V \equiv 1/ Ω \equiv * 姆欧
电容	法拉	F	C/V
磁通量	韦伯	Wb	V·s
磁感应	特斯拉	T	Wb/m ²
电感	亨利	H	Wb/A

下列参量根据上面所列单位表达:

参量	名称	符号
面积、截面	平方米	m^2
体积	立方米	m^3
质量密度	每立方米千克	Kg/m^3
速度	每秒米	m/s
加速度	每秒每秒米	m/s^2
波数	米分之一	$1/m$
电流密度	每平方米安培	A/m^2
电场强度	每米伏	V/m
功率通量	每平方米瓦特	W/m^2
功率密度	每立方米瓦特	W/m^3
电阻率	欧姆米	$\Omega \cdot m$
电导率	每米西门子	S/m
磁场强度	每米安培	A/m
磁动量	每特斯拉焦尔	J/T
介电常量	每米法拉	F/m
磁导率	每米亨利	H/m
迁移率	每千克库仑秒	$C \cdot s/kg$
比热容量	每千克开尔文焦尔	$J/(kg \cdot K)$
热导率	每米开尔文瓦特	$W/(m \cdot K)$
角频率	每秒弧度	rad/s
等离子体频率	每秒弧度	rad/s
密度	每立方米粒子数	粒子数/ m^3

转换因子

$$1eV = 1.602 \times 10^{-19} J$$

$$\epsilon(J) = e\epsilon(eV)$$

$$1eV = e/k = 11604K$$

$$kT(K) = eT'(eV)$$

$$1atm = 760Torr = 101325Pa$$

$$1Torr = 101325/760Pa$$

中性粒子密度(单位:粒子数/ m^3)和压强(单位:Pa,Torr 和 atm)的转换公式在附录 D 中给出.

附录 D 实用的公式

除特别指明外,均采用 SI 单位制. 动力学温度 T' , T'_e 和 T'_i 全部采用电子伏, 这里 T 的单位为 K ; m_e , m_i 和 m_p 分别为电子、离子和质子的质量; n_e 和 n_i 分别为电子和离子的密度; B 为磁感应; e 为电子电荷; Z 为一个离子的带电电荷; $A \approx m_i/m_p$ 为原子的质量数, 近似为离子质量与质子质量的比值.

频率

电子回旋频率

$$\nu_{ce} \equiv \frac{eB}{2\pi m_e} = 28.00B \quad (\text{GHz}) \quad (\text{D. 1})$$

离子回旋频率

$$\nu_{ci} \equiv \frac{ZeB}{2\pi m_i} = 15.22 \frac{ZB}{A} \quad (\text{MHz}) \quad (\text{D. 2})$$

电子等离子体频率

$$\nu_{pe} \equiv \frac{1}{2\pi} \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} = 8.980 (n_e)^{1/2} \quad (\text{Hz}) \quad (\text{D. 3})$$

离子等离子体频率

$$\nu_{pi} \equiv \frac{1}{2\pi} \left(\frac{n_i Z^2 e^2}{\epsilon_0 m_i} \right)^{1/2} = 0.2095 Z \left(\frac{n_i}{A} \right)^{1/2} \quad (\text{Hz}) \quad (\text{D. 4})$$

特征长度

电子德拜长度

$$\lambda_{de} \equiv \left(\frac{\epsilon_0 T'}{n_e e} \right)^{1/2} = 7434 \left(\frac{T'}{n_e} \right)^{1/2} \quad (\text{m}) \quad (\text{D. 5})$$

电子回旋半径(基于平均热速度)

$$r_{re} \equiv \frac{m_e v_e}{eB} = \frac{1}{B} \left(\frac{8m_e T'}{\pi e} \right)^{1/2} = 3.805 \times 10^{-6} \frac{(T')^{1/2}}{B} \quad (\text{m}) \quad (\text{D. 6})$$

离子回旋半径(基于平均热速度)

$$r_{ri} \equiv \frac{m_i v_i}{Z_e B} = \frac{1}{ZB} \left(\frac{8m_e A T'_i}{\pi e} \right)^{1/2} = 1.632 \times 10^{-4} \frac{(AT'_i)^{1/2}}{ZB} \quad (\text{m}) \quad (\text{D. 7})$$

速度

电子平均热速度

$$v_e \equiv \left(\frac{8eT'_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} = 6.693 \times 10^5 (T'_e)^{1/2} \quad (\text{m/s}) \quad (\text{D. 8})$$

离子平均热速度

$$v_i = \left(\frac{8eT'_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} = 1.561 \times 10^4 \left(\frac{T'_i}{A} \right)^{1/2} \text{ (m/s)} \quad (\text{D. 9})$$

密度/压强转换

在 300K, 方程(2.3)导出的中性气体的密度由不同形式的转换公式给出, 这取决于公式中压强所采用的单位.

$$n \equiv P/kT \quad (2.3)$$

$$= 2.415 \times 10^{20} p \text{ (Pa)} \quad (\text{原子数}/\text{m}^3) \quad (\text{D. 10})$$

$$= 2.447 \times 10^{25} p' \text{ (atm)} \quad (\text{原子数}/\text{m}^3) \quad (\text{D. 11})$$

$$= 3.220 \times 10^{22} p' \text{ (Torr)} \quad (\text{原子数}/\text{m}^3) \quad (\text{D. 12})$$

$$= 3.220 \times 10^{16} p' \text{ (Torr)} \quad (\text{原子数}/\text{cm}^3) \quad (\text{D. 13})$$

关 于 作 者

作者 J. R. Roth, 1959 年在 MIT 获得物理学硕士学位, 1963 年在康奈尔大学工程物理系获博士学位。1963 年, 他到 Ohio 州 Cleveland 的 NASA Lewis 研究中心工作, 直至 1978 年。他是 Lewis 电场皱褶环计划的主研人。现在是田纳西州立大学 Knoxville 分校电子工程教授, 也是中华人民共和国四川省成都市的中国电子科技大学的名誉教授。

在 NASA 时, 他率先提出超导磁体在高温等离子体研究中的应用, 率先研究了电场皱褶环概念, 在皱褶环等离子体上加了一个强径向电场, 这是产生聚变等离子体的一种途径。Roth 博士对等离子体基本物理的贡献包括有连续方程的实验发现及理论阐述, 同时发现的还有几何平均等离子体频率振荡及等离子体新型电磁发射。

Roth 博士现在田纳西州立大学 Knoxville 分校的等离子体科学实验室做的研究工作有: 电磁波与电场支配等离子体的相互作用, 用大气压均匀辉光等离子体作材料的表面处理等。在过去 30 年中, Roth 博士作为第一作者或合作者发表了 131 篇论文。他是《聚变能引论》一书的作者, 此书已由清华大学出版社翻译出版中文版。Roth 博士是 IEEE 的会士, 美国空间与天体学院的副研究员, AAAS 和 Sigma Xi 终生成员, IEEE 核聚变与等离子体学会会员, 美国物理学会与美国核学会成员。