

离子束技术及应用

刘俊强 编著

国防工业出版社

(京)新登字 106 号

图书在版编目(CIP)数据

离子束技术及应用/刘金声编著. —北京:国防工业出版社, 1995. 3

ISBN 7-118-01312-9

I. 离… II. 刘… III. 离子束加工-技术-应用 IV. TN3
05.7

中国版本图书馆 CIP 数据核字(94)第 05711 号

国防工业出版社 出版发行

(北京市海淀区紫竹院南路 23 号)

(邮政编码 100044)

北京市顺义李史山胶印厂印刷

新华书店经售

*

开本 850×1168 1/32 印张 10% 265 千字

1995 年 3 月第 1 版 1995 年 3 月北京第 1 次印刷

印数:1—2000 册 定价:15.80 元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

致 读 者

本书由国防科技图书出版基金资助出版。

国防科技图书出版工作是国防科技事业的一个重要方面。优秀的国防科技图书既是国防科技成果的一部分，又是国防科技水平的重要标志。为了促进国防科技事业的发展，加强社会主义物质文明和精神文明建设，培养优秀科技人才，确保国防科技优秀图书的出版，国防科工委于1988年初决定每年拨出专款，设立国防科技图书出版基金，成立评审委员会，扶持、审定出版国防科技优秀图书。

国防科技图书出版基金资助的对象是：

1. 学术水平高，内容有创见，在学科上居领先地位的基础科学理论图书；在工程技术理论方面有突破的应用科学专著。
2. 学术思想新颖，内容具体、实用，对国防科技发展具有较大推动作用的专著；密切结合科技现代化和国防现代化需要的高新技术内容的专著。
3. 有重要发展前景和有重大开拓使用价值，密切结合科技现代化和国防现代化需要的新工艺、新材料内容的科技图书。
4. 填补目前我国科技领域空白的薄弱学科和边缘学科的科技图书。
5. 特别有价值的科技论文集、译著等。

国防科技图书出版基金评审委员会在国防科工委的领导下开展工作，负责掌握出版基金的使用方向，评审受理的图书选题，决定资助的图书选题和资助金额，以及决定中断或取消资助等。经评审给予资助的图书，由国防工业出版社列选出版。

国防科技事业已经取得了举世瞩目的成就。国防科技图书承

担着记载和弘扬这些成就，积累和传播科技知识的使命。在改革开放的新形势下，国防科工委率先设立出版基金，扶持出版科技图书，这是一项具有深远意义的创举。此举势必促使国防科技图书的出版，随着国防科技事业的发展更加兴旺。

设立出版基金是一件新生事物，是对出版工作的一项改革。因而，评审工作需要不断地摸索、认真地总结和及时地改进，这样，才能使有限的基金发挥出巨大的效能。评审工作更需要国防科技工业战线广大科技工作者、专家、教授，以及社会各界朋友的热情支持。

让我们携起手来，为祖国昌盛、科技腾飞、出版繁荣而共同奋斗！

国防科技图书出版基金
评审委员会

国防科技图书出版基金 第二届评审委员会组成人员

名誉主任委员	怀国模		
主任委员	黄 宁		
副主任委员	殷鹤龄	高景德	陈芳允
	曾 铎		
秘 书 长	刘琯德		
委 员	尤子平	朱森元	朵英贤
(按姓氏笔划为序)	刘 仁	何庆芝	何国伟
	何新贵	宋家树	张汝果
	范学虹	胡万忱	柯有安
	侯 迁	侯正明	莫梧生
	崔尔杰		

前 言

纵观离子束技术发展史，最早可追溯到本世纪初。1906 年哥达德 (R. H. Goddard) 提出，在宇宙空间可借助电力方法推进空间载体运行。自此，很多空间电推进动力装置的设想相继而生。开拓这个领域的先驱们不约而同地发现，电场加速离子方法在实现空间飞行使命将具有极大的潜力和可行性，因为离子的高冲量无疑是最理想的推进手段。从此，揭开了人类探索空间的新纪元。

1960 年美国航空航天局 (NASA) 拟定了一项空间飞行计划，决定研制控制卫星姿态的电推进器系统 (EBTS)，由卡夫曼 (H. Kaufman) 教授主持设计宽束低束流密度的电子轰击电推进器，经过近十年完成了代号为 SERT- I、II 和 III 型的飞行实验，取得了突破性的进展。从此，这种离子发动机称之为 Kaufman 离子源。不久，贝尔 (Bell) 实验室的专家们把这种大口径均匀离子发射技术转移到地面应用，开拓了离子束刻蚀 (IBE) 工艺技术，显示出超微细结构的加工能力。从原理上看，在空间与地面应用并无本质的区别，前者需要的是发射大面积重离子 (Hg) 均匀束，目的是给卫星系统提供足够大的比推；后者则采用惰性气体 (Ar) 做为工质，使均匀的离子束入射到材料表面，产生预期的刻蚀效果。由于空间和地面工作环境极不相同，因此，离子发射装置的设计要求各有所偏重。在地面上不必强调装置的重量、能源消耗、气源供应和部件寿命，更关心的是满足刻蚀工艺的需要和技术商用化。

从 70 年代中期至 80 年代初期，随着这种宽束离子源 (BBIS) 中电磁场结构配置和离子光学系统的变化，发散场离子源和多极场离子源从几种离子源中脱颖而出，并逐渐完善了优化设计和制造技术。从离子光学系统看，通常采用双栅结构。为了有

效地克服空间电荷的限制作用，抽取较大的束流，出现了三栅结构。在离子束刻蚀材料过程中，离子轰击会引起损伤。某些材料如砷化镓（GaAs）对离子损伤极为敏感，因而又出现了具有低能量大束流密度的单栅结构。为了推进离子束沉积（IBD）技术实用化，1979年卡夫曼首先研制出可收缩离子束径的聚焦栅结构。此后，IBE 和 IBD 技术发展并驾齐驱于微细加工领域，在制造各种先进的声、光、电、磁、超导等器件和薄膜材料研究等方面取得了丰硕的成果。

80 年代以来，由于把化学反应引入到常规离子束刻蚀或称离子铣（Ion Milling）中，赋予 IBE 以新的功能和技术生命力，出现了反应离子刻蚀（RIBE）、离子束辅助刻蚀（IBAE）和化学辅助离子刻蚀（CAIBE）。物理溅射刻蚀机理和化学反应刻蚀机理的结合，在干法刻蚀工艺领域中是一项突破性的进展。既保持了 IBE 方法最显著的特点：最高刻蚀图形线宽分辨率和优良的轮廓控制能力、刻蚀各向异性和对材料的普遍适应性，又大大提高了刻蚀速率和刻蚀选择性，克服了单一物理功能所固有的工艺局限性，扩展了宽离子束（BIB）技术的覆盖度和实用性。例如，IBAE 方法显示出令人惊异的工艺效果。与其他刻蚀工艺方法如等离子体刻蚀（PE）、反应离子刻蚀（RIE）、直流（DC）及射频（RF）溅射和磁控溅射等相比，IBE 显得比较灵活。它的离子能量、束流密度、离子入射条件及化学反应程度等都可大范围独立控制，刻蚀衬底可维持较低温度，且不受材料种类限制，也可有效地防止刻蚀过程中的损伤。到目前为止，IBE 是转移亚微米图形的优选技术之一，并在 Sub-100-nm 线宽领域的技术竞争中占有优势。

近来，IBD 技术发展得很快。由于可维持较低的生成膜温度和可溅射沉积任何材料，所以用途越来越广。IBD 的主要特点是可获取纯度高、密致性好和附着力强的高质量膜，适用于高性能、高功能和特殊性能的薄膜要求。双离子束系统和多离子束系统的应用研究再次将 IBD 技术推向新的阶段，形成了离子束清洗、抛光、溅射与沉淀、材料迁移、材料改性与混合、材料合成等。国际上

报导了十分丰富而新颖的研究成果,展示了令人瞩目的技术能力和价值。此外,双离子系统在研究薄膜含气、薄膜应力、离子强化扩散、低能离子注入、薄膜微结构及晶粒演变、超晶格结构、多层薄膜及多相材料等方面已成为实用的技术手段。

经过近 30 年的发展,各技术发达国家已普遍使用这项技术于科学研究和军事目的。其中,美国起步早,水平高,研究深入,普及广泛。其次是日本、英国、中国等。然而,从技术应用的深度和广度来看,BIB 技术仍然是一项年轻的技术,未来发展的规模和对高科技的影响尚难估计。不过可以肯定,用这个带有能量的离子作为超微型技术炮弹,将会轰开许多科技奥秘的大门,闪烁出耀眼的科技光彩。

在本书编著过程中,得到了中国科学院院士罗佩霖先生、中国科学院院士赵忠贤先生、清华大学物理系教授王克礼先生、安达公司总经理赵玉惠女士和我的同事们热情帮助,在此,我由衷地表示感谢。对给本书提供刻制光栅研究报告的中国科学技术大学副教授付绍军先生,对提供研制红外器件技术资料的上海技术物理研究所高级工程师徐国森先生,一并致以敬意。

由于本书在国内是首次出版,国外也尚未见到如此系统的此类书,因此,会有一些不成熟和不完善的地方,错误之处在所难免,希望广大读者批评指正。

内 容 简 介

本书介绍离子束技术及应用。全书共分六章，其中包括：电子轰击离子源等离子体特性及设计基础；离子光学系统及基本设计方法；离子源结构设计优化法；离子源阴极的设计方法；离子束刻蚀（IBE）工艺基础；离子束刻蚀的应用及其发展。

本书是作者多年来从事这方面科研工作的总结。取材新颖，理论联系实际，在阐明基本理论及物理概念的基础上，介绍实用离子源的基本设计方法及基本工艺应用原理，并提供了丰富的实用范例。可供从事离子束刻蚀研究工作的科技人员及设备使用者阅读，也可供大专院校有关专业师生参考。

ISBN 7-118-01312-9/TN · 209

定价：15.80 元

目 录

第一章 电子轰击离子源等离子体特性及设计基础	1
第一节 等离子体特性参数	4
第二节 离子源的电效率及气体利用率	28
第二章 离子光学系统及基本设计方法	46
第一节 双栅离子光学系统	48
第二节 谐振电荷交换及束流修正	67
第三节 束流均匀性及特殊离子光学系统	72
第四节 三栅和单栅离子光学系统	80
第五节 栅板热稳定性研究	89
第三章 离子源结构设计优化法	93
第一节 多极场离子源放电室结构及磁场	94
第二节 发散场离子源放电室结构及磁场	107
第三节 其他几种宽束离子源	126
第四章 离子源阴极的设计方法	141
第一节 放电室阴极和浸没式中和阴极	142
第二节 空心阴极	149
第三节 氩等离子体桥式中和器 (PBN)	161
第四节 磁挡板	168
第五章 离子束刻蚀 (IBE) 工艺基础	172
第一节 IBE 在干法刻蚀工艺中的地位	177
第二节 离子溅射效应	179
第三节 IBE 刻蚀速率及入射角效应	188
第四节 离子轰击引起的材料损伤和温度效应	217
第五节 工质气体的作用及 IBAE 方法	225
第六节 离子束刻蚀均匀性及终点检测方法	249
第七节 掩模特性对 IM 图形轮廓的影响	267

第一章 电子轰击离子源等离子体 特性及设计基础

宽束离子源 (BBIS) 按其形成放电等离子体的方法可分为几种, 本文主要介绍电子轰击离子源, 又称卡夫曼离子源。离子源中经历多种物理过程, 涉及到电子发射、电子种类变迁、粒子碰撞、中性原子电离、气体放电、等离子体物理及化学、离子束形成及传输等。

电子轰击离子源由潘宁放电离子源演变而来。按磁场结构不同分类, 先后出现了均匀场源、发散场源、径向场源、尖角场源和多极场源。研究最多的为发散场源和多极场源。两种源的主要特点是: 多极场源获得了较大的束流均匀度。前期发散场源主要缺点是束流均匀度差, 但近年来的重要改进使其也获得了接近多极场源的水平, 加之固有的效率较高, 结构较为简单, 因而被广泛采用。

强发散场离子源的原理结构如图 1-1 所示。

离子源主要包括阴极、阳极、栅极、放电室圆筒构成气体放电室和栅极构成离子光学系统。阴极和栅极位于放电室的轴向两端。筒外设置磁铁, 通过磁路和极靴使磁力线穿过放电室。磁力线从阴极极靴向栅极方向发散并布满栅极, 栅极极靴收集磁力线回到磁铁。热阴极在阳极电场作用下发射电子, 由于阳极前有磁力线横过, 阴极发射的绝大部分原初电子不能直接打到阳极, 只有沿着磁力线可直达阳极的小部分原初电子和大量的低能、回旋半径较大的麦氏电子才能被阳极吸收。原初电子被限制在阴极极靴平面、极靴发出的与阳极直接相交的磁力线和屏栅围成的边界

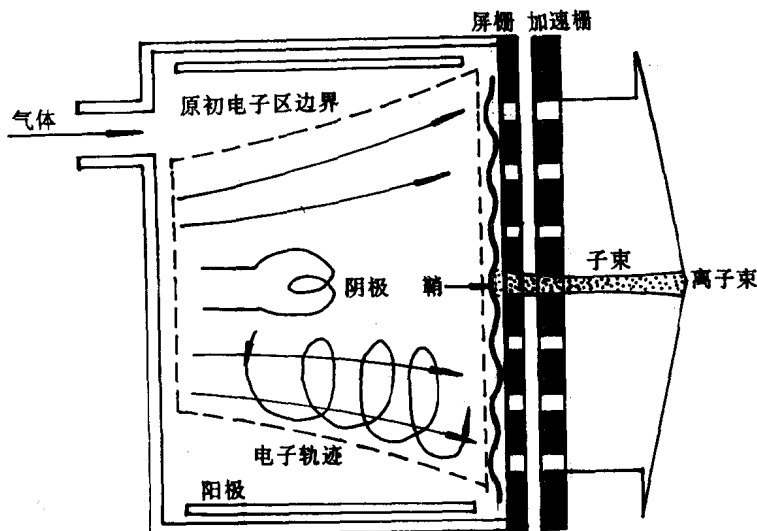


图 1-1 离子源结构示意图

内，这个区域称为原初电子区。在这个区域中，阴极发射的原初电子可进行有效的电离过程，因此等离子体也基本限制在这个区域内。原理上说，这种放电结构可以离化任何气体，包括原子或分子气体，惰性和非惰性气体。放电室中产生的离子向所有的边界扩散，并且在等离子体与边界之间形成离子鞘。由于栅极为多孔边界，形成的离子鞘具有特殊性质。在合理的使用条件下，每个栅孔上游的离子鞘呈弓形，凹面向着栅孔，可构成离子发射源，经栅极离子光学加速和聚焦形成离子束发射。离子光学系统通常由两片相距很近的耐熔材料（钨和石墨等）栅组成，上游的屏栅维持正电位（200~2000V），屏栅上所有小孔的总合开孔区面积占栅板面积的60%~80%，如此高的透明度使达到屏栅的大部分离子被抽取。下游的加速栅维持负电位（-100~-1000V），在两栅间建立加速和聚焦离子的强电场区。加速栅孔比屏栅孔小，目

的是减少中性气体的流失。两个栅可制成平面形、盘形或部分球面形，以适应不同的需要。离子光学系统也可采用单栅或三栅系统，适于低能工作和克服空间电荷的限制，提高束流能力。

离子源中的阴极电子发射过程不同于普通真空二极管中的热电子发射，二极管中存在电子云形成的空间电荷限制，表现出常规的饱和伏安特性。离子源阴极处于等离子体中，在其邻近处自然形成双鞘层（外层为离子鞘，内层为电子鞘）。离子在双鞘层中受到加速并轰击阴极，对阴极发射电子有决定性影响。通常，入射一个离子可置换出多个电子，当然，离子轰击也决定了阴极的寿命。电子轰击在离子源放电室引发气体放电等离子体，等离子体的存在，使常规阳极电压与电流的伏安特性转变为弧电压与弧电流的伏安特性，不再遵守二分之三次方的定律。

为了避免正电荷在离子束中或离子束入射材料面上的积累，需要进行电荷中和。中和阴极发射的电子极快地弥散于离子束中，并随着离子束发射，等电荷量的中和电子和离子使离子束形成束离子和束电子混合的束等离子体。

对离子光学系统的要求是：获取较高的束流密度、较小的束散角和尽可能大的束流均匀度。选取合适的导流系数、净加速和总加速电压比、栅极距离、屏栅及加速栅厚度、两栅的孔径比和弧电压与总加速电压比，可使束流能力和准直性得到综合满意的结果。屏栅上游的等离子体径向分布均匀性决定着束流均匀度，设计特殊的栅孔与等离子体浓度和电子温度分布相匹配，是改善均匀性的有效方法。

高速运动的束离子与相对不动的本底气体原子产生一种特殊的粒子碰撞过程，称为谐振电荷交换。该过程是离子束传输过程中重要的物理现象，即失去电荷的快速原子，一部分偏出束外，另一部分顺束而下引起失荷测量误差，即在离子束中形成弱的中性原子束。

本章将从离子源设计的角度对上述问题予以理论分析和实验研究，从而可较深入地了解离子源的工作原理。

第一节 等离子体特性参数

一、麦克斯韦 (Maxwellian) 电子的特征温度 (T_e)

电子轰击离子源中的电子可分为两类：一类是阴极发射的原初电子 (Primary-Electron)；另一类是由原初电子转变和气体原子电离释放的二次电子构成的低能电子，因其速度分布十分类似麦克斯韦电子分布，故被命名为麦氏电子。

氩 (Ar) 气或其他气体引入离子源放电室，气体原子受电子轰击被离化为离子，这些大量快速事件的微观过程，形成了气体放电等离子体。阳极相对阴极需要 30~50V 电位差，加速阴极发射电子达到能够离化气体原子的能量。原初电子受磁场的限制，绝大部分不能直接打到阳极，经过与气体原子碰撞过程变为低能电子，并与离化原子释放的电子一起迅速无序化为麦氏分布。麦氏电子与原初电子具有十分不同的特征，即原初电子具有较高的能量和动量，与原子碰撞存在较大的一次电离截面；麦氏电子能量低，但因浓度大而具有较高的过渡电离碰撞截面。这类电子经迁移过程横越磁力线后，被阳极吸收构成弧电流的主体。

原初电子的速度大致取决于阳极对阴极的电位差，单色性强，能量分布宽度约为 4~6eV。原初电子的特征能量由分布峰值能量表征，一般比弧电压 V_{arc} 所表示的能量约小 3eV，所以可用式 (1-1) 计算

$$E_{ep} = eV_{arc} - 3eV \quad (1-1)$$

近似式为

$$E_{ep} \approx eV_{arc}$$

上两式中，下角 ep 表示原初电子。

麦氏电子能量分布较宽，一般为 20eV 左右，以随机热运动方式遍布等离子体。表征麦氏电子能量，采用等离子体特性参数电子温度。如果以温度数表示，电子温度写成 $T_e(K)$ ，若以能量 (eV) 表

示,电子温度写成 kT_e/e 。 k 为玻耳兹曼常数, $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$;
 e 为电子电荷, $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ 。实际上温度与能量是不同的物理
 概念。因为玻耳兹曼常数可作为温度与能量的换算因子,可以理解为
 (等效能量) $= k \times (\text{绝对温度数})$ 。因 $1 \text{eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{J}$,玻耳
 兹曼常数可改写为 $k = 8.617 \times 10^{-5} \text{eV/K}$,或 $1/k = 11605 \times \text{绝}$
 对温度数 $/\text{eV}$, 1eV 的等效温度为 11605K 。

早期对铯(Cs)和水银(Hg)等离子体电子温度的研究提供了
 估计平均电子温度的半经验公式: $kT_e/e \approx eV_i/2$ 。氙气第一电离电
 位 $V_i = 15.76 \text{V}$,估计平均电子温度 $kT_e/2 \approx 8 \text{eV}$ 。

理论计算电子温度可按麦氏电子能量分布求取积分的平均
 值,近似方法可用分割图形逼近法求解。

马丁(A. R. Martin)在 $V_{\text{arc}} = 50 \text{V}$ 和适中气体流量条件下,
 测量了麦氏电子能量分布,其结果如图 1-2 所示。

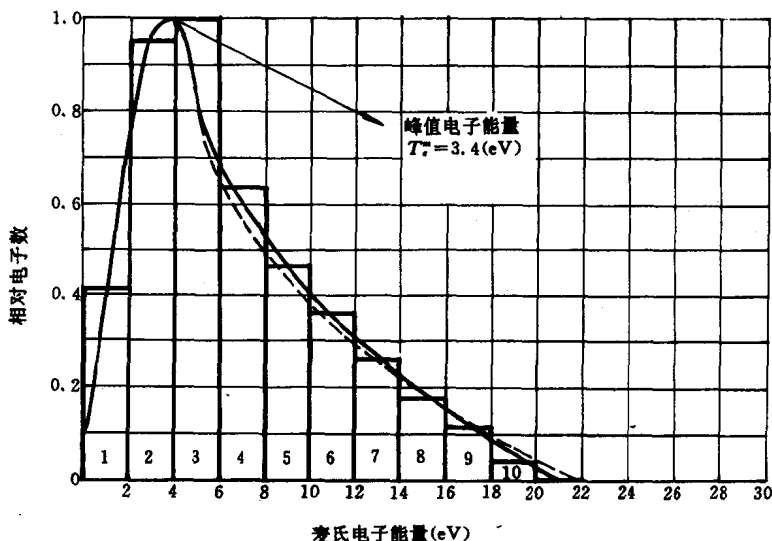


图 1-2 近似计算麦氏电子温度解析图

这个实验的重要意义是确认电子明显地分为两个群体：原初电子群体和麦氏电子群体。麦氏电子约占所有电子总数的 90% 以上。图 1-2 中的各矩形面积代表不同能量间隔的相对电子数，各个矩形中的平均电子能量近似为各矩形中电子能量的中间值，相对面积与平均能量的乘积为这部分电子的相对总能量，用十个矩形面积逼近分布曲线的包络面积，近似求取麦氏电子的平均能量，结果列于表 1-1。计算出的平均电子能量 $kT_e/e \approx 6.8\text{eV}$ ，给出了 Ar 离子源在典型工作条件下的结果。

表 1-1 计算电子温度数据表 ($V_{\text{arc}}=50\text{V}$)

矩形号	平均能量 (eV)	相对面积	相对能量 占有数	相对总能量 相对总电子数	平均电子能量 kT_e/e (eV)
1	1	0.8	0.8	59.84 8.83	$\frac{59.84}{8.83} \approx 6.8$
2	3	1.9	5.7		
3	5	2.0	10.9		
4	7	1.3	8.7		
5	9	0.93	8.3		
6	11	0.70	7.7		
7	13	0.53	6.9		
8	15	0.34	5.7		
9	17	0.22	3.7		
10	19	0.12	2.34		

卡夫曼用空心阴极对放电等离子体做了深入的郎缪尔探针测量。首先假定除原初电子以外的电子为麦氏分布，然后证实郎缪尔探针的最佳偏压是 20V。如果希望阳极对阴极的有效工作电压接近 50V，则使用空心阴极 20V 偏压时的放电弧压只需约 27V。降低放电弧压是为了尽量减少测量误差。图 1-3 分别给出了电子温度与放电弧压 V_{arc} 、气体等效流量 M （等效毫安）（气体等效流量 M 的单位为“等效毫安”，用 mA 表示）和阴极加热电流 I_k (A) 的关系。

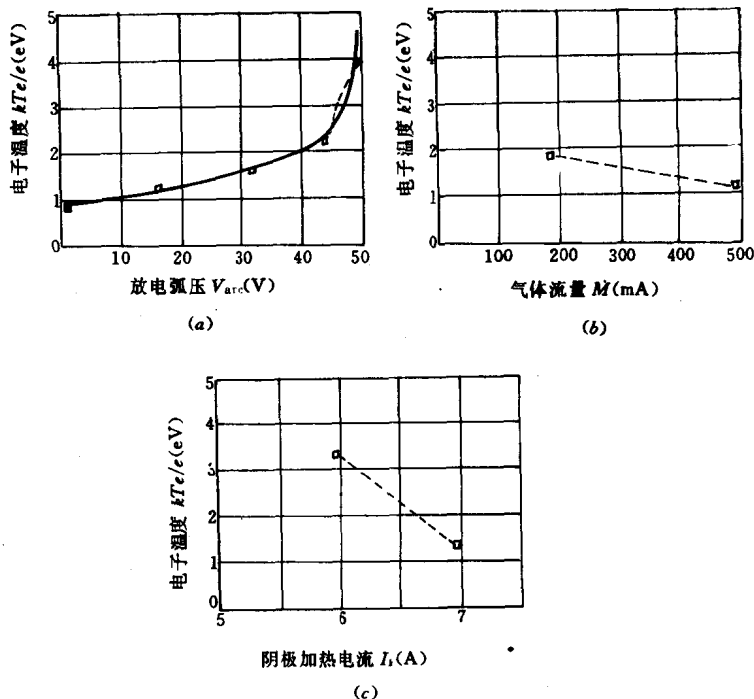


图 1-3 电子温度与 V_{arc} 、 $\dot{M}$ 、 I_k 关系

(a) 电子温度与放电弧压关系; (b) 电子温度与气体等效流量关系;

(c) 电子温度与阴极加热电流关系。

其中, 图 (a) 的实验条件为: $\dot{M}=500\text{mA}$, $V_{arc}=35\text{V}$, $p=3\times 10^{-2}\text{Pa}$ (45V 以上的虚线曲线按表 1-1 计算外推, 点划线曲线按 $V_i/2$ 外推); 图 (b) 的实验条件为: $V_{arc}=30\sim 35\text{V}$, $\dot{M}=200\sim 500\text{mA}$, $p=(1\sim 3)\times 10^{-2}\text{Pa}$; 图 (c) 的实验条件为: $V_{arc}=35\text{V}$, $\dot{M}=500\text{mA}$ 。由图 1-3 可以看出, 提高放电弧压可使平均电子温度随之升高。 $V_{arc}=45\text{V}$ 是转折点, $V_{arc}>45\text{V}$ 后平均电子温度增长速率较快。气体流量对电子温度影响较小。增加阴极加热电流会使电子温度有些下降。这项实验可做为研究等离子体性质的一个特