

近代物理实验报告

等离子体性质测量

院 系: 物理学系  
专 业: 物理学  
姓 名: 刘哲  
学 号: 06300190038  
指 导 老 师: 乐永康

2009年6月16日

# 目录

<b>1 等离子体基本性质</b>	<b>2</b>
<b>2 汤生放电理论</b>	<b>2</b>
2.1 汤生放电 . . . . .	2
2.2 帕邢定律 . . . . .	4
2.3 杂质气体对击穿电压的影响 . . . . .	5
<b>3 辉光放电</b>	<b>6</b>
3.1 辉光放电理论与现象 . . . . .	6
3.2 辉光放电的正柱理论 . . . . .	9
<b>4 双探针测量等离子体温度</b>	<b>10</b>
4.1 等离子体鞘层 . . . . .	10
4.2 双探针 $I - V$ 曲线 . . . . .	12
<b>5 实验仪器</b>	<b>16</b>

# 1 等离子体基本性质

等离子体是由大量电子和离子组成, 组分之间发生着碰撞, 宏观上维持着电子与离子数目的稳定. 在等离子体中电子动能大于离子的束缚能. 德拜长度 $\lambda_D$ 与两粒子的相互作用时间 $\tau_{pe}$ 是刻画等离子体的两个重要的参量.

$$\lambda_D^2 = \left( \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \right)^{-1} \quad \tau_{pe} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 m_e}{n_e e^2}}$$

其中 $\lambda_{De}$ 与 $\lambda_{Di}$ 分别是电子与离子的德拜长度.

$$\lambda_{De}^2 = \frac{\varepsilon_0 T_e}{n_{e0} e^2} \quad \lambda_{Di}^2 = \frac{\varepsilon_0 T_i}{n_{i0} Z_i^2 e^2}$$

$\lambda_D$ 与 $\tau_{pe}$ 分别是等离子体电中性条件保持的最小空间尺度与时间尺度, 因而保持等离子体准中性成立条件与等离子体作为一个特质形态存在所需的条件是一致的.

实验中通过辉光放电管产生等离子体. 辉光放电管随着极板电压的增大经历的几个阶段如图 1. 其中辉光放电中放电管的正柱区是等离子产生的主要区域. 由于实验仪器的设计, 实验中能观察到主要为气体辉光的放电.

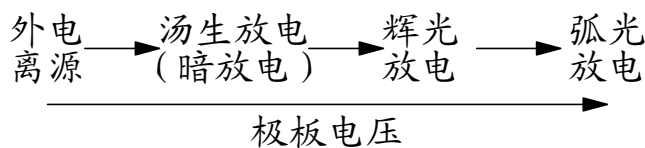


图 1: 放电管的不同放电阶段

接下来将逐一介绍描述不同阶段的理论以及实验中观察到的现象.

## 2 汤生放电理论

### 2.1 汤生放电

非自持放电是指存在外致电离源的条件下载电才能维持的现象, 若去掉外致电离源的条件下载电仍能维持, 则为自持放电. 放电从非自持放电转变到自持放电的过程称为气体的击穿. 整个放电现象称为汤生放电.

由于宇宙射线和地壳中放射性元素的辐射作用, 气体中均具有一定量的电子和离子, 这种现象称为剩余电离. 当放电管两端加上较低电压时, 这部分电子

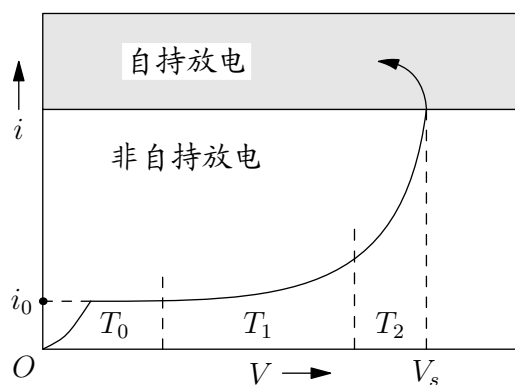


图 2: 汤生放电区域的伏安特性曲线

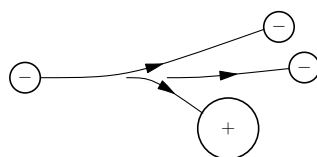


图 3:  $\alpha$ 过程

与离子会在外场作用下形成电流. 如图 2所示, 在 $T_0$ 区域形成 $i_0$ 的饱和电流, 约为 $i_D \sim 10^{-12}$  A.

$T_1$  区域: 从阴极发射的电子在电场的作用下获得足够的能量以与气体分子碰撞并产生电离, 使得放电电流增加. 这一过程称为 $\alpha$ 过程(图 3), 由汤生第一电离系数 $\alpha$ 来描述: 一个电子经过单位路程与中性气体粒子发生非弹性碰撞产生的电子-离子数目.

$T_2$  区域: 因电离产生的正离子与气体分子发生碰撞并使其电离. 这一过程称为 $\beta$ 过程(图 4), 由汤生第二电离系数 $\beta$ 来描述: 一个正离子经过单位路程与中性气体作非弹性碰撞产生的电子-离子对数目.

汤生第三电离系数 $\gamma$ : 一个正离子撞击阴极表面时平均从阴极表面逸出的电子数目 (二次电子发射). 一般的, 引起电子从阴极逸出的过程的总和都称为 $\gamma$ 过程(图 5).

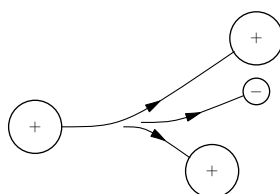
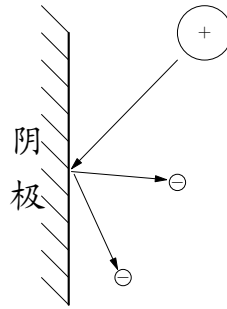


图 4:  $\beta$ 过程

图 5:  $\gamma$ 过程

根据汤生的电离理论, 有

$$\begin{aligned} T_0 \text{区域: } & \alpha = 0 \quad \gamma = 0 \quad i = i_0 \\ T_1 \text{区域: } & \alpha \neq 0 \quad \gamma = 0 \quad i = i_0 e^{\alpha d} \end{aligned}$$

在气体击穿时认为  $i \rightarrow \infty$ , 且忽略  $\beta$  过程, 则

$$\frac{1}{\gamma} = e^{\alpha d} - 1$$

其中  $d$  是极板间距离.

实验过程中观察到了  $\gamma$  过程相联系的辉光放电现象. 气压 60 Pa, 极板电压 390 V 左右时, 辉光放电出现后, 随着极板电压的增大, 阴极极板的外圈上出现十分明显的局部明亮的光斑. 这是正离子在阴极极板上发生  $\gamma$  过程所致. 正离子在阴极极板上轰击出的电子有足够的能量使其附近的氩原子受激发光. 而在 40 Pa 及更低气压时根本无法观察到这一现象, 而且气压增大后, 这一现象明显. 这是因为随着气体气压的升高, 粒子的平均自由程变小, 粒子间非弹性碰撞加剧, 那么会有更多的正离子产生, 并达到阴极发生  $\gamma$  过程.

## 2.2 帕邢定律

当两个放电电极间的电压增加时, 放电电流随之增加; 当施加的电压增加到某一数值时, 放电电流会骤然增长, 于是放电就从汤生放电 (暗放电) 突然过渡到某一种自持放电, 这种现象通常称为气体的击穿. 由汤生电离理论可以得到击穿电压  $V_s$  随  $Pd$  的变化规律, 称为帕邢定律, 表达式为:

$$V_s = \frac{BPd}{\ln \left( \frac{APd}{\ln \frac{1}{\gamma}} \right)} \quad (1)$$

由于 $A$ 与 $B$ 均为常数, 当 $Pd$ 乘积保持不变时击穿电压应当为以常数, 实验中进行了这一测量.

$$P * d = 600 \text{ Pa} * \text{mm}$$

$d/\text{mm}$	60	67	75	86	100	120
$P/\text{Pa}$	100	90	80	70	60	50
$U/\text{V}$	496	513	532	522	510	560

表 1:  $Pd$ 乘积不变时击穿电压 $V$ 值

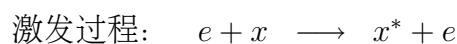
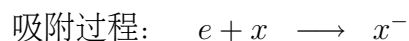
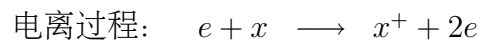
结果列于表 1 中, 由此看到电压值并没有维持不变. 原因主要有两方面. 一是仪器本身的问题, 仪器本身的设计上不是十分有利于击穿电压的测量. 气体击穿电流经常大于仪器测量电流的阈值, 造成仪器的保护性断电. 而且气体击穿前没有任何击穿的征召, 电流在很长一段电压变化内维持很低的数值. 气体击穿与仪器断电的突然性给实验中记录击穿电压带来了不便. 另一方面是杂质气体对击穿电压的影响, 这就是接下来讨论的问题.

## 2.3 杂质气体对击穿电压的影响

	Ar	$N_2$	$O_2$
第一电离能(eV)	15.76	14.53	13.62
第二电离能(eV)	27.63	29.6	35.12
第三电离能(eV)	40.74	47.45	54.94
第四电离能(eV)	59.81	77.47	77.41

表 2: 气体电离能

杂质气体分子与电子、亚稳态原子碰撞会转移能量, 从而影响到气体的电离系数 $\alpha$ 值. 杂质分子 $x$ 与电子的碰撞可分为三种过程:



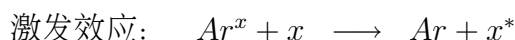
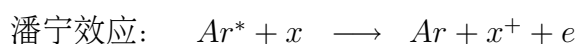
对于电离过程, 杂质的电离速率超过气体本身的电离速率, 则它将显著地提高 $\alpha$ 值, 并导致击穿电位下降. 相应要求 $V_i(x) < V_i(\text{Ar})$ . 实验装置的密封性不是十分好, 能氩气中能混入一定量的空气. 由表 2 可知, 氮气与氧气的第一电离能均小

于氩气的第一电离能. 即使有少量的空气混入, 也会明显影响到氩气的放电过程. 而且混入的气体也会影响到之后的辉光放电过程.

对于吸附过程, 由于吸附会有效地减少气体中电子数目, 即减少混合气体的 $\alpha$ 值. 这要求杂质分子是电负性的, 因为这样相关的吸收截面才会大.

对于激发过程, 杂质分子被激发也会降低混合气体的 $\alpha$ 值. 若这种激发速率足够高, 则电子的平均能量将会降低.

杂质分子与亚稳态氩原子发生的第二类非弹性碰撞会造成杂质分子的激发或电离, 其包含两类过程:



对于潘宁效应, 要求 $V_i(x)$ 小于氩气的激发电位 $V_m(Ar^*)$ . 少量的杂质气体对放电击穿电压的影响很大, 因而纯粹气体的击穿电位是很难测准的. 杂有些情况下, 放电中杂质气体含量越小, 击穿电位就越难测准.

在这诸多过程的影响下, 氩气的击穿电压并不是很容易测准. 提高测量的准确性关键在于提高系统的密封性, 然而现有的实验装置始终存在漏气问题. 每次调整极板的距离都要破坏仪器的密封性, 多次拆卸极板无疑会对降低密封性. 这样一来测量前都要对实验条件进行检测.

## 3 辉光放电

### 3.1 辉光放电理论与现象

辉光放电是一种自持放电, 其放电电流的大小为毫安数量级, 它是靠正离子轰击阴极所产生的二次电子发射来维持的, 即辉光放电的基本特性要借助汤生第三电离系数 $\gamma$ 来描述. 辉光放电中的阴极位降是维持放电必不可缺的区域. 辉光放电是汤生放电的进一步发展, 两者的一个主要差别在于辉光放电具有较大的放电电流密度, 而且空间电荷起着显著的作用.

辉光放电分为这样几个区域(如图 6所示):

- 阿斯顿暗区: 电子从阴极出发, 其能量还不足以激发原子.
- 阴极辉光区: 电子的能量足以使原子激发, 受激发的原子发出辉光.
- 阴极暗区: 电子的能量大部分用于电离, 产生的离子在电场作用下轰击阴极表面, 产生二次电子.

- 负极辉光区：电子书维持的等离子区，带电离子浓度大. 慢电子与正离子产生很强的复合，并伴随着辐射.
- 法拉第暗区：电子能量小，激发电离作用弱.
- 正柱区：等离子体区，满足电中性条件. 电子使气体激发电离，电子和离子的损失机制主要为双极性扩散.
- 阳极辉光区：电子从电场中获得相当大的能量，激发气体原子发光.

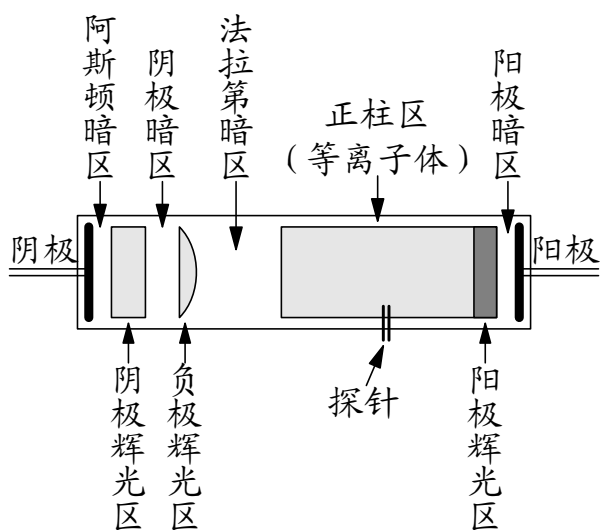


图 6: 辉光放电



图 7: 辉光放电现象

实验中观察到的辉光放电现象如图 7所示. 测量的到的辉光放电电流的伏安特性曲线如图 8所示.

查阅了辉光放电的相关资料, 没有资料说明辉光放电电流 $I - V$ 曲线满足何种理论关系式. 我认为它可能满足辉光放电阴极位降的函数关系式. 因为在阴极



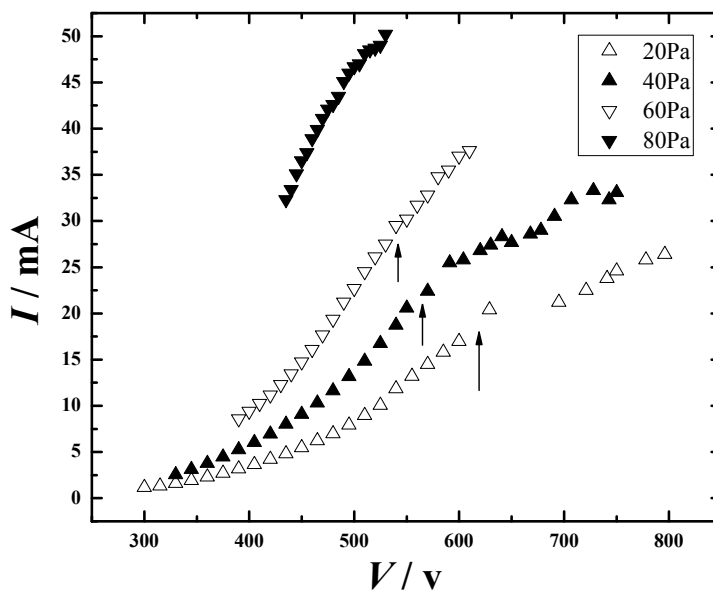


图 8: 辉光放电  $I-V$  曲线

区域之后势能变化平缓, 阴极区域电位的变化合适于描述极板间电位的变化. 公式为(2)

$$\frac{(C_1 V)^{\frac{1}{3}}}{(C_2 I)^{\frac{2}{3}}} \int_0^{(C_1 V C_2 I)^{\frac{1}{3}}} e^{-\frac{1}{t}} dt = 1 \quad (2)$$

然而, 这一公式是一隐函数的形式, 且有一积分, 难于拟合.

由图 8 可看出, 曲线前段基本呈指数式增长, 这是稳定的辉光放电. 这时随着两极板间的电压增大, 极板间的辉光变得越来越明亮. 电压再升高, 辉光出现闪烁, 类似于闪电的现象, 这时极板间的电压电流示数均不稳定. 然而再增大电压后, 对于低气压情况, 电流又会出现一段稳定变化的区域. 再增加电压后, 电流过大, 仪器自动断电. 对于这一不正常的辉光放电现象现在没能找到合适的理论说明.

而且, 令人奇怪的是实验中观察到的辉光放电的正柱是一个半弧形, 这与放电管的进气口的设计有关. 进气口被设计在阳极极板的右侧, 阳极极板于放电管的玻璃壁间有微小的间隙, 气体能从放电管的阳极流向阴极. 然而, 辉光放电中激发氩气的电子的运动方向是从阴极到阳极, 正好与这一气流反响. 极板间绝大多数粒子均以离子的形式存在, 这一中性气流的注入影响到了电子以及正离子的运动, 无疑会对辉光放电产生影响. 弧形的形成是未电离的氩气的注入影响到了正柱区中正常的电离过程.

在增大气压后, 还能观察到这样如图 9 所示的现象. 这有可能是弧光放电现

象.



图 9: 强烈辉光放电现象

气压增大后, 氩气注入速度增大, 阳极辉光区明显被抑制. 阳极辉光区突起部分很可能就对应着氩气的进气口. 解决这一问题的最简单的办法就是将氩气注入口设计在阴极一端. 在阴极区附近大量存在着电子电离氩气的过程, 这一中性气流的注入不会对放电过程产生明显影响. 阳极端中性气体的注入也会影响到辉光放电中的另一个过程, 接下来讨论这一问题.

### 3.2 辉光放电的正柱理论

维持着辉光放电正电柱导电的不是热电离, 而是电子碰撞使气体电离. 在正柱中, 正离子和电子密度近似相等,  $n_e \approx n_i \approx 10^{14} \sim 10^{16} m^{-3}$ , 且  $T_i < T_e$ . 以扩散理论来分析辉光放电正柱中发生的基本过程, 电子和正离子通过个双极性扩散, 在放电管壁上发生复合, 复合与电离达到平衡后, 带电粒子数密度满足这样的径向分布函数:

$$n_r = n_0 J_0 \left( 2.405 \frac{r}{R} \right) \quad (3)$$

$J_0$ 是零阶贝塞尔函数,  $R$ 是放电管的半径,  $n_0$ 是  $r = 0$ 处带电粒子数密度. 然而在实验过程中, 能十分明显的观测到辉光放电电流随时间的衰减, 明显表明这是不稳定的放电过程. 测量到的辉光放电电流随时间的变化如图 10所示.

正柱中稳定的辉光放电是离子的电离速率与双极性扩散速率相平衡的过程. 而阳极的中性流的注入影响到了正柱中电子与正离子的复合过程, 使得电流发生衰减. 另一种可能是, 由于氩气的注入发生在阳极一端, 阴极得不到气体的补充, 而且阴极正是维持辉光放电的最重要的区域, 而不是正柱区. 从而使得气体的电离速率小于正柱中电子正离子的复合速率, 使得电流发生衰减.

借助肖特基(Schottky)正柱理论, 可以得到单一气体放电正柱区中的电子温

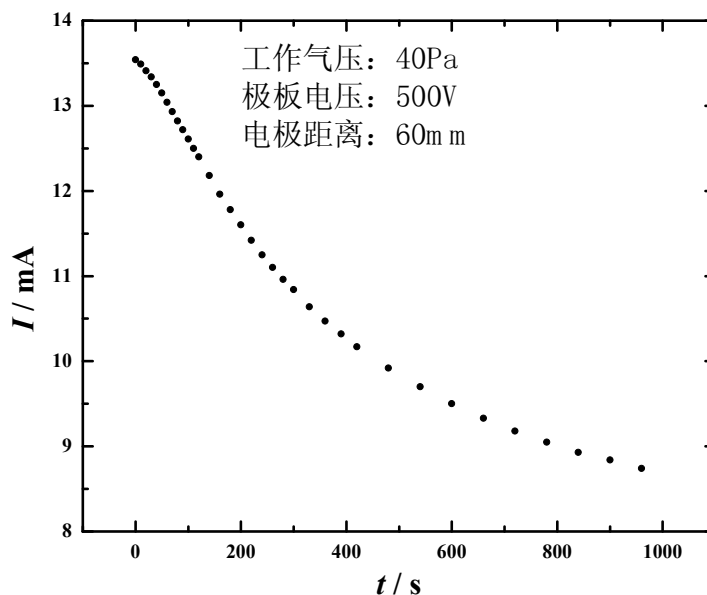


图 10: 辉光电流随时间的衰减

度与各参量之间的关系式:

$$\frac{\exp\left(\frac{eV_i}{kT_e}\right)}{\left(\frac{eV_i}{kT_e}\right)^{\frac{1}{2}}} = 1.2 \times 10^7 (CpR)^2 \quad (4)$$

式中 $C$ 是一常数,  $V_i$ 是原子的电离电位,  $p$ 是气体的压强.

气体	He	Ne	Ar	$N_2$
C	$3 \times 10^{-5}$	$4.5 \times 10^{-5}$	$3 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^5$

表 3: 几种气体的常数 $C$  单位 $(V \cdot s/cm^3 \cdot Pa^2)^{\frac{1}{2}}$ 

利用这一关系式可估计正柱区中的电子温度.

## 4 双探针测量等离子体温度

### 4.1 等离子体鞘层

在气体放电器件的器壁和电极或探针附近不存在电中性条件, 在这些界面上会发生双极性扩散. 在这些地方, 由于电子运动速度较大, 它将先于离子到达器壁, 使其带负电. 负电荷积累的电场排斥电子而吸引正离子. 最后, 电子与离子以

相等的流密度沿同一方向扩散（即双极性扩散），使固体壁的电位数值不再改变. 这样在紧靠器壁处形成一负电位的等离子体鞘层, 将等离子体包围起来. 这一薄层称为等离子体鞘层.

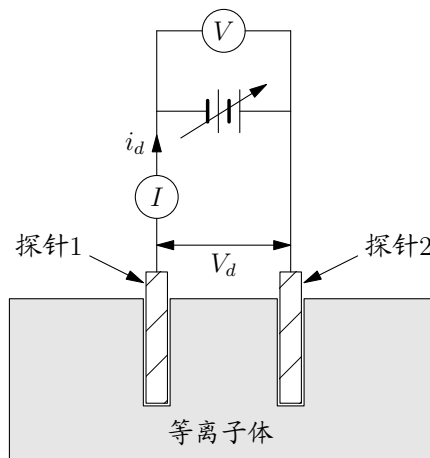


图 11: 双探针测量线路

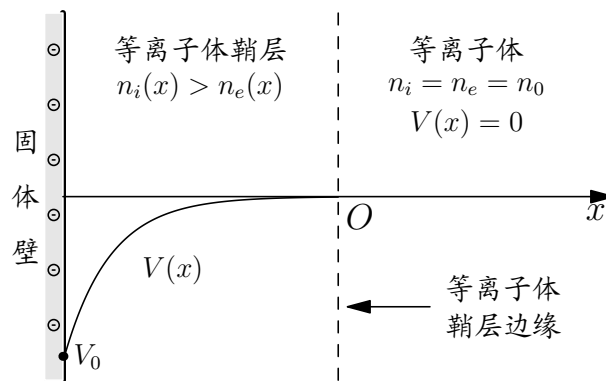


图 12: 等离子体鞘层示意图

等离子体鞘层的存在表明等离子体的势能会在固体壁上产生一个电位的下降(如图 12所示). 在鞘层中正离子的动能大于电子热运动的能量（即 $\frac{1}{2}kT_e < E_i$ ），而对于电子而言则正好相反.

鞘层电位的改变满足方程:

$$V(x) = -\frac{kT_e}{e} A \exp\left(-B \frac{x}{\lambda_D}\right) \quad (5)$$

其中 $A, B$ 均为大于零的常数,  $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_0 e^2}}$ . 并且, 鞘层的电位为:

$$V_0 = \frac{kT_e}{2e} \ln \frac{2\pi m}{M_i} \quad (6)$$

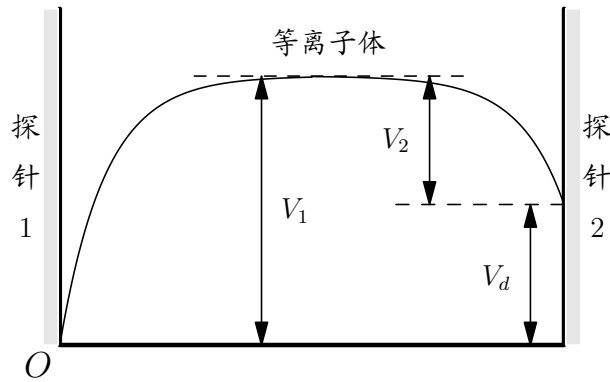


图 13: 双探针电位分布简图

若固体壁上的电子被消耗, 那么在等离子体鞘层中, 电子以其热运动的形式对电流产生贡献, 而正离子则在等离子体鞘层的电场下产生定向流动对电流产生贡献. 因而, 电子与离子对电流的贡献是不一致的. 等离子体鞘层中位降越明显, 那么正离子对电流的贡献将越发显著.

实验中用来测量等离子温度的双探针附近会形成等离子体鞘层, 探针附近势能分布如图 13所示. 由于两探针距离很近, 可认为两者电流密度相等. 但由于两探针存在着面积上的差异, 使得两探针上的离子电流不相等. 尽管当外电源电压 $V_d = 0$ 时, 由于等离子体鞘层的存在, 使得回路中仍存在着离子电流, 约为 $0.1\mu A$ 左右.

等离子体鞘层理论可以用来研究双探针测量等离子体温度中电子与离子在探针附近经历的过程.

## 4.2 双探针 $I - V$ 曲线

双探针测量等离子体温度的电路图如图 11所示.

原先理论认为, 两探针电流为:

$$\begin{aligned} I_{1e} &= I_{e0} \exp\left(-\frac{eV_1}{kT_e}\right) \\ I_{2e} &= I_{e0} \exp\left(-\frac{eV_2}{kT_e}\right) \end{aligned} \quad (7)$$

由于

$$\begin{aligned} I_{1e} &= I_{1i} + I_d \\ I_{2e} &= I_{2i} - I_d \end{aligned} \quad (8)$$

则可得到

$$\ln \frac{I_{1e}}{I_{2e}} = \ln \frac{I_{1i} + I_d}{I_{2i} - I_d} = \frac{eV_d}{kT_e} \quad (9)$$

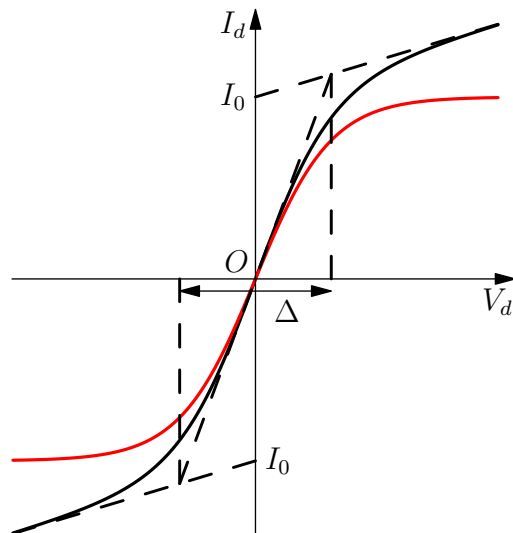


图 14: 双探针伏安特性曲线

上式两端对 $V_d$ 求导, 并且由于 $I_{1i} = I_{2i} = I_{i0}$ , 得到

$$\left(\frac{dI_d}{dV_d}\right)_{V_d=0} = \frac{e}{2kT_e} I_{i0} \quad (10)$$

另一方面, 曲线的斜率可近似表示为

$$\left(\frac{dI_d}{dV_d}\right)_{V_d=0} = \frac{2I_{i0}}{\Delta} \quad (11)$$

故可得到电子温度

$$T_e = \frac{e}{4k} \Delta = 2898 \Delta \quad (\text{K}) \quad (12)$$

而且原先的理论曲线

$$I_d = I_0 \tanh\left(\frac{eV_d}{2kT_e}\right) \quad (13)$$

对应于图 14 中的红色曲线, 表明电流在电压较大后趋近于一个定值, 而黑色为实验中测量到的 $I - V$ 曲线的变化趋势. 显然实验的结果不支持这一结论.

现在重新进行推导, 仍接受以上推导的部分假定, 但认为 $I_{1i} \neq I_{2i}$ , 而是

$$\begin{aligned} I_{2i} &= I_{10} + I_{i0} \\ I_{1i} &= I_{10} - I_{i0} \end{aligned} \quad (14)$$

那么就可得到:

$$I_d = I_{i0} + I_0 \tanh\left(\frac{eV_d}{2kT_e}\right) \quad (15)$$

其中 $I_{i0}$ 是离子电流. 它是由等离子鞘层中的电场引起, 因而可将其写成:

$$I_{i0} = jA = \frac{ne^2\tau}{DM} AV \quad (16)$$

$D$ 是等离子体鞘层的厚度,  $M$ 是氩气的原子质量. 将上式中的常数记为 $C$ , 则 $I-V$ 曲线的关系式可写成:

$$I = I_0 \tanh \frac{eV}{2kT_e} + CV \quad (17)$$

根据这一式子, 曲线在 $V = 0$ 处的斜率为

$$\left( \frac{dI_d}{dV_d} \right)_{V_d=0} = I_0 \frac{e}{2kT_e} + C \quad (18)$$

则曲线在 $V = 0$ 处的切线为

$$I = \left( \frac{Ae}{2kT_e} + C \right) V \quad (19)$$

两直线交点的横坐标为

$$V = \frac{2kT_e}{e} \quad (20)$$

从而, 电子温度

$$T_e = \frac{e}{2k} V = \frac{e}{4k} \Delta \quad (21)$$

用新得到的理论公式计算电子温度与原来结果是一致的. 尽管原先的理论在计算电子温度方面是正确的, 但公式 13并没有正确反映双探针电流与电压的关系. 而公式 17更为合理地描述了在双探针测量过程中等离子体的行为.

那么可用公式 17直接对实验数据进行拟合, 结果为图 15. 可以看到拟合结果十分的好.

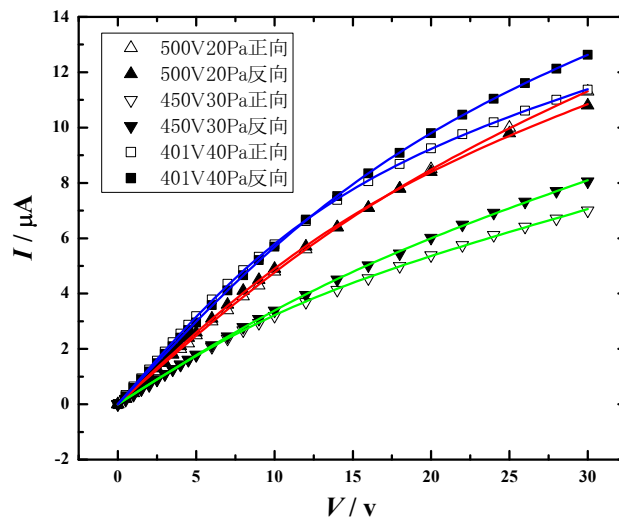
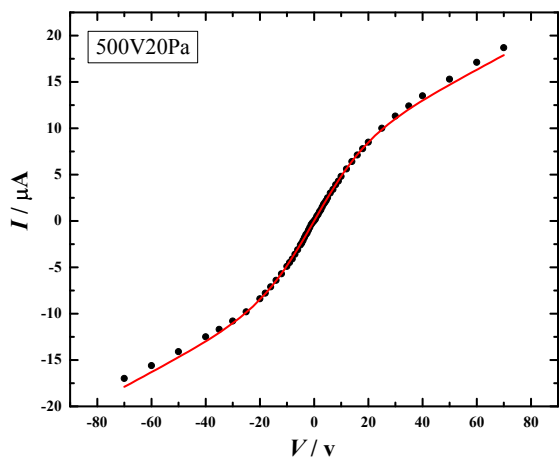
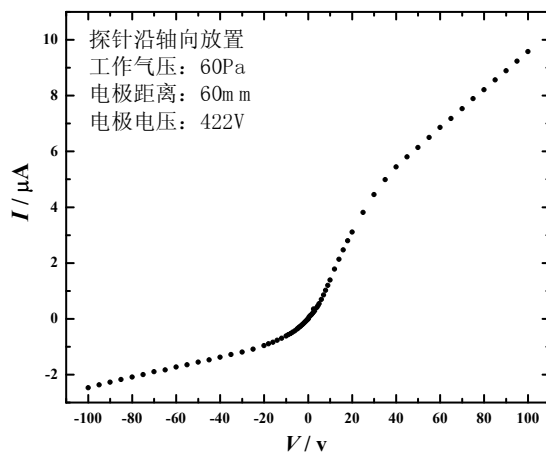


图 15: 双探针 $I-V$ 曲线图

图 16: 20 Pa双探针 $I - V$ 曲线图图 17: 双探针 $I - V$ 曲线图

	A	B	C	$T_e(K)$
500 V 20 Pa正向	-5.11699	-0.0555944	0.218223	$1.044 \times 10^5$
500 V 20 Pa反向	-5.54642	-0.0616832	0.185622	$9.406 \times 10^4$
450 V 30 Pa正向	-2.33203	-0.0869535	0.158156	$6.672 \times 10^4$
450 V 30 Pa反向	2.65519	0.0661801	0.184664	$8.767 \times 10^4$
401 V 40 Pa正向	-6.49004	-0.0746443	0.168219	$7.773 \times 10^4$
401 V 40 Pa反向	-7.32577	-0.0566226	0.192691	$1.025 \times 10^5$
500 V 20 Pa	-7.00629	-0.0505428	0.155599	$1.148 \times 10^5$

表 4:  $I - V$ 曲线拟合结果

处理实验数据时, 分别对双探针测量中的正向电压与反向电压分别进行拟合, 这是因为在两次测量过程中电流的衰减会引起电子温度的变化. 只有在电流衰减较慢后测得的 $I - V$ 曲线才能比较好的与理论曲线相符合.

对实验数据采取的拟合曲线的形式为:

$$y = A \tanh BV + CV \quad (22)$$

得到的拟合结果列于表 4中. 由于实验装置上有两个双探针, 将测量电路的阴阳极分别接到不同位置的探针上能测到如图 17的曲线. 这能明显反应出辉光放电不同区域电子温度的不同.

只有500 V 20 Pa时正向与反向测量的电流变化相对较小, 电子温度相对稳定. 可对其进行全曲线的拟合, 拟合结果如图 16所示.



## 5 实验仪器

在进行实验测量前应当判断系统的真空程度. 方法为: 先将隔膜旋钮逆时针旋至死点, 以将仪器内剩余空气除尽, 使得系统内气压小于 $0.1\text{ Pa}$ 再将隔膜阀顺时针旋至死点, 观察电阻真空计示数的变化情况以确定系统的密封程度. 当确定系统漏气不明显时, 则可开始实验.

实验装置中各气体接口是较易引发漏气, 如果实验中发现系统密封性不佳, 可首先检查这些部位.

实验装置如图 18所示.

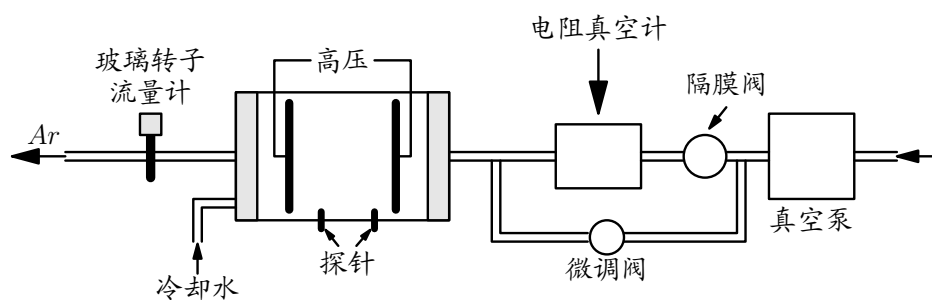


图 18: 实验装置简图

