

气体放电与 等离子体诊断

中山大学近代物理实验
实验报告

中山大学物理学院 2020 级物理系

余荫铠 赖睿然

亚辉光放电

正常辉光放电

异常辉光放电

中山大學

气体放电与 等离子体诊断

中山大学近代物理实验
实验报告

by

余荫铠 赖睿然

学号 20343078

邮箱 yuyk6@mail2.sysu.edu.cn

指导老师：刘新智

实验地点：物理楼 302

实验时间：2022 年 9 月 7 日星期三下午、2022 年 9 月 14 日星期三下午

中山大學

气体放电与等离子体诊断

余荫铠¹，赖睿然²

¹ 中山大学 物理学院，广州 510275，邮箱: yuyk6@mail2.sysu.edu.cn

² 中山大学 物理学院，广州 510275

实验信息

实验时间： 2022 年 9 月 7 日星期三下午、2022 年 9 月 14 日星期三下午

实验地点： 物理楼 302

实验人： 余荫铠、赖睿然

指导老师： 刘新智

实验器材： 气体放电与等离子体诊断仪 SSV-40

1 原理

在高压下，电极之间的气体被击穿，会产生放电现象。放电过程中，气体原子被电离，会产生等离子体。等离子体应用广泛，是近代物理、材料研究的重要领域之一。本次实验我们观察不同气压空气的伏安特性（放电曲线），并使用朗缪尔探针测量辉光放电区等离子体的伏安特性。

气体放电

气体放电需要满足两个条件，即表面发射和空间电离。

表面发射指金属电极发射电子。很多因素可以导致表面发射，比如热发射，即热运动使部分电子逸出。还有光发射，也就是光电效应。在本次实验中比较重要的是场致发射和二次发射。场致发射就是高电场使电子逸出势垒降低，而二次发射则是高速离子撞击使金属表面电子电离。

空间电离指气体由绝缘状态变成导电状态。通常情况，气体对电子的散射作用很强，气体具有很高的电阻。但是当气体被部分电离，自身也可以产生电子时，电阻会大大降低（非自持放电），甚至出现负电阻（自持放电）。气体电离和金属表面电离类似，除了光电离、热电离之外，还有碰撞电离，即高速运动的电子、离子碰撞气体分子使之电离。

可见，气体放电的原因比较复杂，在不同情况下，各因素的地位不同，我们下面在具体的实验现象分析中探寻气体放电的规律。通过气体放电的现象推知各因素的作用。

等离子体诊断

在自持放电时，大部分气体分子都被电离，空间出现等离子体区。使用朗缪尔探针可以对等离子体进行诊断。

实验装置如图1所示，朗缪尔探针插入气体放电管中（真空规用于控制管中气压），接

中山大学近代物理实验 (2022)

报告归属人

余荫铠

学号

20343078

通讯邮箱

yuyk6@mail2.sysu.edu.cn

个人主页

www.yykspace.com

© 余荫铠 2022.

本报告除了用作本人近代物理实验作业外，在其他场合放弃一切版权，可以随意转载、引用、借鉴，无需征求本人意见。转载、引用、借鉴引起的后果，不由本人承担。

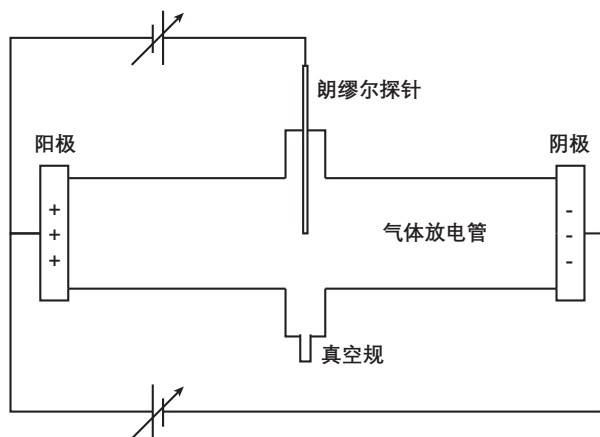


图 1. 气体放电与等离子体诊断实验装置示意图。所示的实验装置为气体放电与等离子体诊断仪 SSV-40。(余荫铠 2022 年 9 月 27 日作图)

触等离子体；另一端与驱动电源相连，而驱动电源另一端则与放电管的阳极相连。图中的真空用于调节气体放电管的气压。改变朗缪尔探针的电位，可以测量朗缪尔探针-等离子体的伏安特性，读出**等离子体空间电位**（电流饱和时的电位）、**等离子体悬浮电位**（无电流时的电位）。

根据等离子体的伏安特性，还可以计算**电子温度**和**等离子体密度**。

记通过探针的总电流为 I ，探针与阳极的电势差为 V ，它们的关系为^[1-2]

$$I = I_s \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{e(V_s - V)}{k_B T_e} \right] \right\} \quad (1)$$

其中 I_s 为饱和电流， V_s 为等离子体空间电位， k_B 为玻尔兹曼常数， T_e 为电子温度。如果我们在 $\ln I - V$ 图中拟合直线的斜率为 K ，则电子温度为

$$T_e = \frac{e}{k_B K} \quad (2)$$

假设电子服从麦克斯韦-玻尔兹曼分布，则电子密度^[3]（也即等离子体密度为）

$$n = \frac{I_s}{eA} \sqrt{\frac{2\pi m_e}{k_B T_e}} \quad (3)$$

其中 m_e 为电子质量， A 为探针横截面积。

2 数据

在这一节，我们展示我们的数据测量结果和实验现象，并对其进行初步的分析。我们将给出气体的放电曲线和等离子体诊断结果。现象背后的内在机理，我们放在下一节讨论。

我们使用集成式气体放电与等离子体诊断仪 SSV-40 测量了不同气压下空气的放电

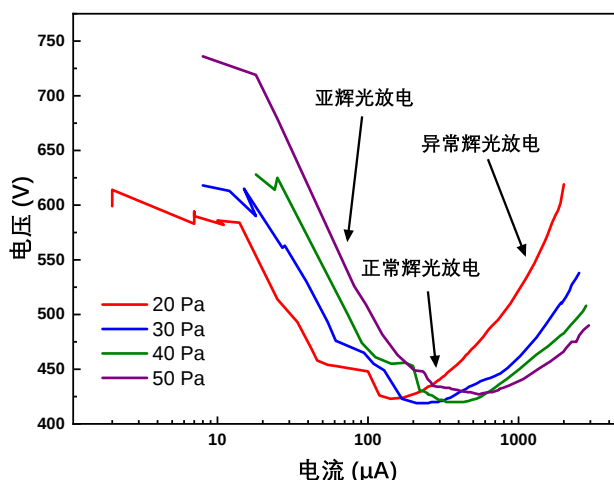


图2. 不同气压下空气的放电曲线. 横轴表示通过气体放电管的电流, 纵轴表示气体放电管两级之间的电压。(余荫锐 2022 年 9 月 27 日作图)

曲线、不同气压下的朗缪尔探针-等离子体伏安特性曲线。

在等离子体诊断实验的过程中出现了一点小的曲折：我们在第一次实验时（2022 年 9 月 7 日星期三下午）测量了两个气压下的朗缪尔探针-等离子体伏安特性曲线，当我们开始第二次实验时（2022 年 9 月 14 日星期三下午），发现我们的实验仪器出现故障，无法继续进行实验，于是我们只能使用隔壁组的仪器同杨佳杰、谢尚恩一起进行实验，我们的部分实验数据来自于他们的测量。

考虑到定量测量放电曲线、伏安特性曲线的数据量十分庞大，在报告中我们只展示最终作出的曲线，至于原始数据表格，我们放在了补充材料中。

2.1 空气放电

先将气体放电管内的气体抽真空，再充入固定气压的空气，调节图1下方的可变电源（由电源和电位器构成），可以得到该气压下对应的空气放电曲线。我们分别测量了气压为 20 Pa、30 Pa、40 Pa、50 Pa 空气放电曲线，如图2所示。在我们的测量范围内，气体发出辉光。

从图2可以看出，辉光放电分为三个阶段，随着电流的增大，电压先降低，后保持不变，再升高，这分别对应于气体放电理论中的亚辉光放电、正常辉光放电、异常辉光放电^[4-5]。这种形态出现的原因，我们在后文讨论。

三种不同放电阶段对应不同的气体放电管发光形态，我们在 40 Pa 气压下，分别拍摄了亚辉光放电、正常辉光放电、异常辉光放电三个阶段的气体放电管照片，如图3a所示。我们还拍摄了从亚辉光放电到异常辉光放电连续变化的视频，放在补充材料中。

图3a呈现的规律是，随着通过气体放电管的电流的增大（从亚辉光放电到异常辉光放电），辉光放电的正柱区（图3a左侧粉红色发光区域）减小，负辉区（图3a右侧紫色发光区域）增大。

由图2看出，不同气压的空气的正常辉光放电电流是不同的，随着气压增大，整条放电曲线都明显向右移，而正常辉光放电的电压相近。

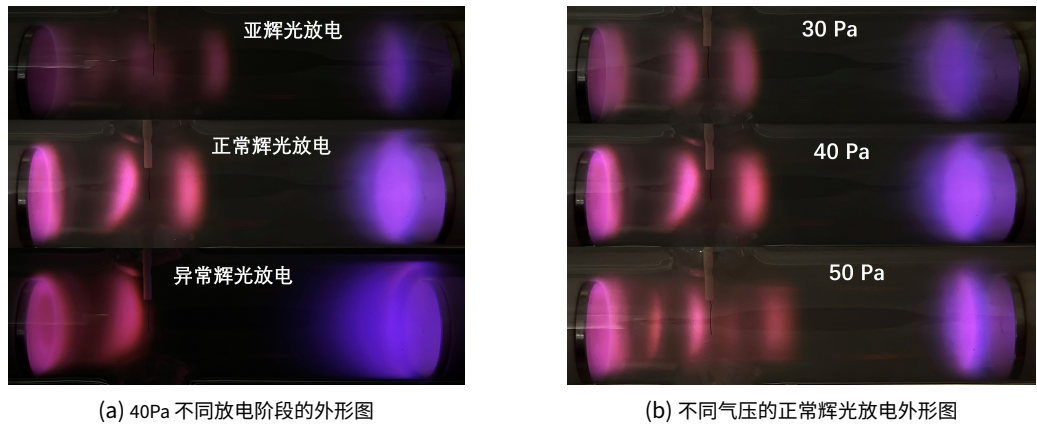


图 3. 气体辉光放电外形图. (余荫铠、赖睿然 2022 年 9 月 7 日拍摄)

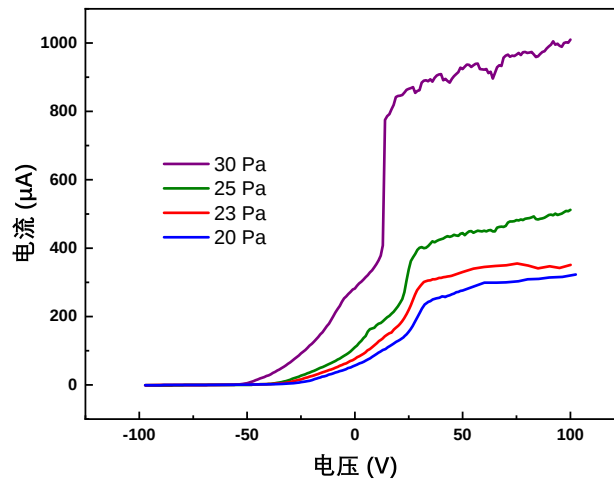


图 4. 不同气压下朗缪尔探针-等离子体伏安特性曲线. 横轴表示通过朗缪尔探针的电流, 纵轴表示朗缪尔探针相对于阳极的电压. (余荫铠 2022 年 9 月 28 日作图)

图3b展示了不同气压的正常辉光放电外形。随着气压增大，正柱区也变大，正柱区中的电子崩（一块明显的发光较亮区）数量变多。

2.2 等离子体诊断

调节图1上方的可调电阻，可以调节朗缪尔探针头相对于阳极的电压。将朗缪尔探针置于等离子体中，等离子体与朗缪尔探针之间产生电势差，从而有电流通过朗缪尔探针。由此可以测量通过朗缪尔探针的电流与朗缪尔探针相对于阳极电位之间的关系，如图4所示。

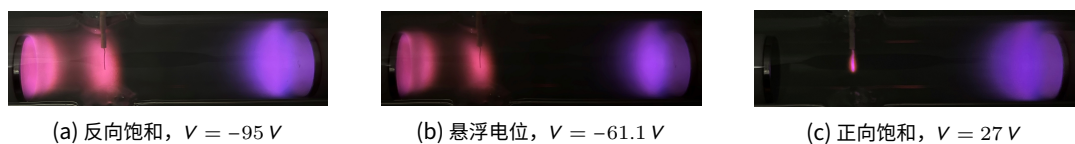


图 5. 朗缪尔探针电压对辉光放电形态的影响. (余荫铠、赖睿然 2022 年 9 月 7 日拍摄)

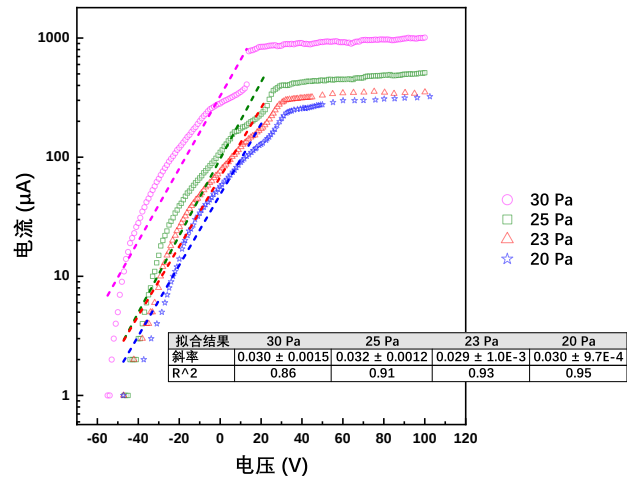


图 6. 伏安特性过渡区的 $\ln I-V$ 图线性拟合。（余荫铠 2022 年 9 月 28 日作图）

表 1. 等离子体诊断数据

气压 (Pa)	悬浮电位 (V)	空间电位 (V)	饱和电流 (μA)	过渡区斜率 (eV^{-1})
20	-65.4	32.4	32.4	323
23	-68.2	32.0	32.4	355
25	-64.0	30.0	32.4	512
30	-62.0	29.0	32.4	1010

图4显示朗缪尔探针-等离子体伏安特性既存在反向饱和阶段，又存在正向饱和阶段，还有中间的过渡区，电流随电压的增大而迅速增大。图5a和图5c分别展示了反向饱和与正常饱和时等离子体正柱区的形态。而悬浮电位意味着朗缪尔探针的电位与等离子体电位相等，相当于探针对等离子体形态没有影响，如图5b所示。将图5a和图5c与之比较，可以看出反向饱和使得发出粉红色辉光的电子崩扩张开来，而正向饱和使得电子崩收缩到探针附近。

从伏安特性图4中，我们可以读出各个气压下的悬浮电位、空间电位、饱和电流，如表1所示。同时我们还可以在伏安特性的 $\ln I-V$ 图中线性拟合过渡区的斜率，拟合过程如图6所示，拟合结果也列在表1中。根据表1的数据，我们便可以利用公式2和公式3计算出电子温度和等离子体密度，这就是等离子体诊断结果，我们展示在表2中。在计算过程中，考虑到我们实验所用的朗缪尔探针针尖直径为 0.12 mm，针长度为 10 mm，故表面积为 $A = 3.78 \text{ mm}^2$ 。

表 2. 等离子体诊断结果

气压 (Pa)	电子温度 ($10^3 K$)	等离子体密度 ($10^{14} m^{-3}$)
20	152	8.83
23	154	9.61
25	137	14.7
30	163	26.6

3 讨论

上一节我们已经完成了对空气放电、朗缪尔探针等离子体诊断的数据处理和唯象分析。接下来我们根据所了解的知识对这些实验现象的内在机理进行分析，这些分析基本上是定性的。而且考虑到等离子体放电仍然是有待前沿研究的一大课题，我们只能尽量保证下面的解释是自洽的，但不是完全严谨的。

3.1 空气放电曲线的形态

我们测得的空气放电曲线（图2）呈现电压随着电流的增大而先减小后增大的趋势。事实上，在曲线的左侧，应当还有一段非自持放电的曲线，但是由于我们的实验仪器电流表精度有限，无法显示出非自持放电的数据。而自持放电（亚辉光放电、正常辉光放电、异常辉光放电）的电流比较大，可以被我们测出。

我们认为，自持放电与（电极表面电子）二次发射、（空气分子）碰撞电离有很大的关系。在自持放电阶段，高速运动的电子、离子与空气分子发生非弹性碰撞，使得空气分子电离，产生更多的电子、离子，并且在电场的作用下继续假设。同时高速运动的离子轰击阴极金属表面，使得更多的电子发射进入放电间隙。

在亚辉光放电阶段，随着电流增大，越来越多的等离子体在二次发射、碰撞电离的情况下产生，此时气体放电管的电阻减小，两极之间的压降减小，这意味着气体放电管的等效动态电阻为负值。

当等离子体浓度增加到饱和时，电子与正离子之间的复合作用与电离达到平衡，更大的电流不会使更多的等离子体产生，两极之间的压降不再减小。这就是正常辉光放电阶段。这个阶段中剧烈的复合作用使得等离子体发出鲜艳的辉光。

异常辉光放电区实际上是一个“最正常”的区域。此时的等离子体浓度较高，电子在放电管中的输运过程就如同导体导电一般，在电阻近似一定的情况下，电流越大、压降越大（欧姆定律）。

3.2 放电辉光的外形

辉光放电过程中，等离子体在放电管中不是均匀分布的。图3所示的放电辉光的外形大致都可以分为三个区域，从左到右依次为正柱区（粉红色光）、法拉第暗区（不发光）、负辉区（紫色光）。

电子从阴极发射后，一开始不具有很高的动能，其与空气分子的非弹性碰撞不能使空气分子电离，只能使之激发。激发态的电子很容易回落到基态，发射光子。因此出现了负辉区的光芒。

电子在负辉区消耗了大量动能，因此在法拉第暗区不发生激发或电离，不发光。

正柱区的形态较为复杂，我们使用流注理论进行解释。在之前的法拉第暗区中，电子只能与空气分子发生弹性碰撞，不损失动能，反而因为电场的存在而一直加速。直到正柱区，电子轰击空气分子，使之电离，产生等离子体。由于电子运动速度快，因此电子

大量集中在前进方向的前部，而正离子则留在后部，并在空间中形成了电子和正离子构成的集合体。这种集合体叫做电子崩。随着电子崩向阳极移动，其中的电子和正离子越来越多。这一方面改变了放电间隙中的电场分布，同时又使得崩头崩尾中的电荷削弱了电子崩内部的电场，使其复合作用增强。电子与正离子的复合会产生大量的光子，而光子作用在后部的气体上，使得这些气体出现电场电离，接着又产生第二个电子崩、第三个电子崩。每个电子崩的头部和尾部分别向阳极和阴极发展，最后连成一片，形成整条的电离气体通道，间隙被击穿。这个理论就是长间隙气体击穿的流注理论。调节合适的放电电流，可以使得电子崩的数量和位置大致固定起来，或者缓慢运动，这时就能出现明亮发光区了。注意到电子崩的发光区，正好就在电子崩的头尾之间。这样看起来，发光区就是一节一节的，如图3所示。

3.3 空气放电曲线随气压变化

图2中不同气压的放电曲线并不重合，随着气压增大，放电曲线向左移。

我们认为这是由电子输运的平均自由程变化引起的。随着气压增大，空气密度增大，电子的平均自由程减小，需要更大的电流才能积攒足够的动能使放电曲线进入下一个阶段。也因此，气压较大的情况下，放电辉光的外形变得复杂，正柱区出现了更多的电子崩（图3b）。

3.4 朗缪尔探针对等离子体的影响

我们将图4和图5结合起来讨论。

注意到朗缪尔探针的另一端连接在阳极，朗缪尔探针-等离子体伏安特性曲线的横轴是朗缪尔探针相对于阳极的电压。而探针的位置处在阳极和阴极之间的气体放电管中，因此探针所探测的等离子体处的电压比阳极要小。如果要探针不对等离子体造成影响，“悬浮”在等离子体中，那么朗缪尔探针相对于阳极的电压也应为负值。这解释了为什么悬浮电位为负值。

当朗缪尔探针处在反向饱和电压时，朗缪尔探针的电位要比等离子体的电位低。此时等离子体中的正离子被吸引到朗缪尔探针表面，形成了一层正离子鞘，这是一种德拜鞘^[6]。根据德拜鞘理论，很大的负电压下的电流密度仅由离子引起，除了可能的鞘层膨胀效应外，不依赖于偏置电压。这解释了为什么存在一个很小的反向饱和电流。

当朗缪尔探针处在正向饱和电压时，朗缪尔探针的电位要比等离子体的电位高。我们认为，此时等离子体中的电子被大量吸收，空间中呈现正电性，不再是等离子体，导电能力变差，因而正向电流也有饱和的趋势。

在过渡区，如果我们增大探针电压，随着德拜鞘层电压的降低，更多高能电子能够克服静电鞘层的势垒。我们可以用麦克斯韦-玻尔兹曼分布对鞘层边缘的电子进行建模，就得到了过渡区的伏安特性近似形式1。但是这并不严谨，实际上正离子鞘瓦解的过程更加复杂，尤其是当电压大于悬浮电位之后，正离子鞘自内而外迅速崩溃。如果我们用1进行仅是数量级精度的估算，尚为可行。

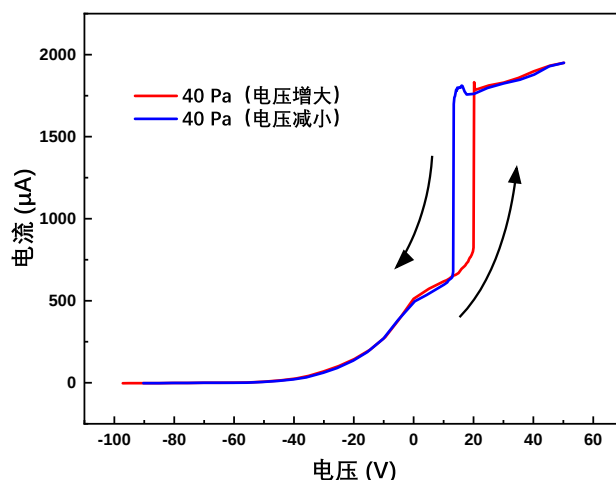


图 7. 等离鞘极化滞回曲线. 也即从电压增大和电压减小两个方向测量的朗缪尔探针-等离子体伏安特性曲线。(余荫铠 2022 年 9 月 28 日作图)

3.5 等离鞘的极化曲线

布洛赫提出过一种 double layer 理论^[7], 我们译为等离鞘理论。其大意是: 等离鞘是等离子体中由两个平行的相反电荷层组成的结构。它们产生局部的电势漂移, 导致层之间的电场相对较强, 而外部较弱但更广泛的补偿场。

这类似与一种极化层模型。我们在实验中意外发现的等离鞘极化滞回曲线 (图 7) 在一定程度上证实了过渡区等离鞘的存在。

3.6 关于诊断方法的评价

在本实验中我们利用朗缪尔探针进行等离子体诊断, 测量了电子温度和等离子体密度。我们的测量结果, 在数量级上是合理的。但是本实验的方案难以提供更高的精度了, 它受制于以下几个方面:

- 如 3.4 所论述的, 过渡区的电子服从麦克斯韦-玻尔兹曼分布的模型是一个相当粗糙的模型。图 6 的线性拟合给出较低的相关系数也说明了这种近似模型的粗糙程度。
- 电流表的精度不足, 使我们的实验忽略了反向饱和的信息, 而且也难以准确确定悬浮电位 (在很大的电压区间内, 电流示数都为 0)。
- 考虑到 3.5 所述的等离鞘极化模型, 伏安特性可能与电压调节的方向、速度有关, 那么用一条伏安特性曲线来诊断等离子体的行为就不甚严谨了。

补充材料

本报告的补充材料可以在 <https://www.yykspace.com/cn/scholar.html> 中获取。

参考文献

- [1] MOTT-SMITH H M, LANGMUIR I. The theory of collectors in gaseous discharges[J/OL]. Phys. Rev., 1926, 28: 727-763. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.28.727>.
- [2] SCHWABEDISSEN A, BENCK E C, ROBERTS J. Langmuir probe measurements in an inductively coupled plasma source[J]. Physical Review E, 1997, 55(3): 3450.
- [3] Wikipedia creators. Langmuir probe — Wikipedia, the free encyclopedia[EB/OL]. 2021. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Langmuir_probe&oldid=1037161141.
- [4] 徐学基, 诸定昌. 气体放电物理[M]. 气体放电物理, 1996.
- [5] 胡志强等编. 气体电子学[M]. 气体电子学, 1985.
- [6] LANGMUIR I. Positive ion currents from the positive column of mercury arcs[J/OL]. Science, 1923, 58(1502): 290-291. <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.58.1502.290>.
- [7] BLOCK L P. A double layer review[J]. Astrophysics and Space Science, 1978, 55(1): 59-83.

A 预习报告教师签名页

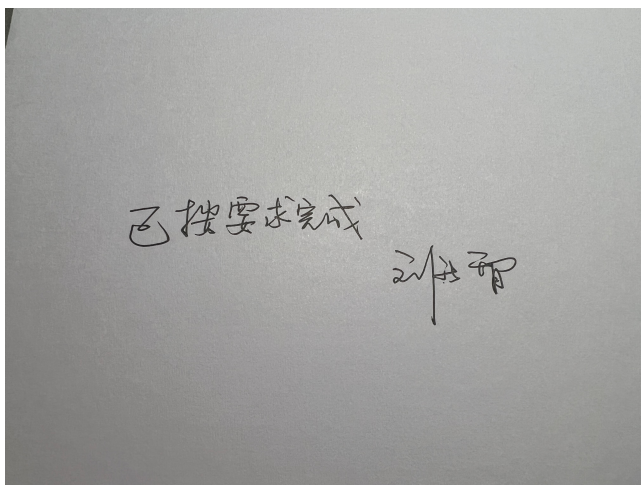


图 8. 指导老师签名

B 原始数据

定量测量放电曲线、伏安特性曲线的数据量十分庞大，在报告中我们只展示最终作出的曲线，至于原始数据表格，我们放在了补充材料<https://www.yyk.space/cn/scholar.html>中。