

文章编号:1005-4642(2023)09-0008-08

## 弗兰克-赫兹实验集电极电流微分测量分析

李潮锐

(中山大学 物理学院, 广东 广州, 510275)

**摘 要:** 弗兰克-赫兹实验物理内容丰富, 其实验现象由事实展现并得到广泛关注, 但缺乏从机制层面对实验现象进行分析. 采用集电极电流微分测量方法, 由微分电流的能量(电位)分布及其随加速电压的变化规律, 解释了常规方法所观测到的普遍实验现象. 通过观测能量分布峰形变化, 分析了实验过程中单峰和双峰交替出现的物理本质, 深入探讨常规方法的实验结果与能量分布规律的内在关联. 集电极电流微分测量方法有助于深刻理解实验原理, 其结果阐明了激发电位递增的物理本质.

**关键词:** 弗兰克-赫兹实验; 激发电位; 微分测量; 能量分布

**中图分类号:** O562

**文献标识码:** A

**DOI:** 10.19655/j.cnki.1005-4642.2023.09.002

弗兰克-赫兹(Frank-Hertz, F-H)实验利用热电子在外电场加速过程中与原子交换能量, 通过测量集电极电流变化推断原子激发电位. 常规方法可观测到的实验现象普遍包括:

- 1) 随集电极电位  $V_P$  增大, 集电极电流  $I_P$  的起始第二栅极电压  $V_{G2}$  升高;
- 2) 随  $V_P$  增大,  $I_P-V_{G2}$  曲线整体下移;
- 3) 随  $V_P$  增大,  $I_P-V_{G2}$  曲线中的  $I_P$  谷电位或峰电位向  $V_{G2}$  高电压端移动;
- 4) 即使  $V_P$  高于原子激发电位, 仍可清晰地观测到  $I_P-V_{G2}$  的变化规律;
- 5) 在  $V_P$  恒定的条件下,  $I_P-V_{G2}$  曲线随  $V_{G2}$  增大呈现类周期振荡上扬;
- 6) 原子激发电位随  $V_{G2}$  升高而逐渐增大(激发电位递增).

文献[1]指出: 不管在发生能量交换之前还是之后, 管中热电子电流都具有能量分布规律. 常规实验方法中,  $I_P$  来自所有能量高于  $V_P$  的热电子的贡献, 或者说,  $I_P$  是对所有可到达集电极热电子(流)的累加(积分)测量结果. 本文采用集电极电流微分测量方法, 通过集电极微分电流  $i_P(V)$  的能量(电位)分布讨论分析 F-H 实验的普遍现象. 根据  $i_P(V)$  能量分布峰形特点及变化规律, 从

$I_P$  微分测量角度理解实验测得的原子激发电位递增现象的物理本质.

### 1 实验技术方法

实验主体装置是复旦天欣弗兰克-赫兹实验仪(I型), 包括灯丝电源、第一栅极电源、第二栅极电源、集电极电源和集电极电流放大测量等功能模块. 常规接法是以集电极 P 为接地端, 这有利于集电极电流放大测量电路设计, 实验所用的运算放大器由 +12 V 和 -12 V 双电源供电. 关于常规方法的 F-H 实验参量优化及其结果评估参见文献[2].

使用实验仪内部灯丝电源  $V_F=1.70$  V, 以使实验中最大集电极电流  $I_{Pmax}$  不超量程; 不施加第一栅极电位, 即  $V_{G1}=0$  V. 改用艾德克斯(iTech) IT6874B 直流电源和普源(Rigol) DP831A 直流电源分别提供第二栅极电压  $V_{G2}$  和集电极电位  $V_P$ , 外部电源也将  $V_{G2}$  和  $V_P$  分别扩大至 0~100 V 和 0~30 V (甚至更高) 范围; 二者均采用约 0.20 V 的步进实施测量. 用吉时利(Keithley) DMM7510 多用表测量集电极电流  $I_P$  (实际测量的是由运算放大器输出电压来表征  $I_P$ ), 2 台普源(Rigol) DM3068 多用表则分别用于测量  $V_{G2}$  和

**收稿日期:** 2022-12-06; **修改日期:** 2023-06-12

**基金项目:** 国家自然科学基金项目(No. 61975244); 中山大学 2022 年度教学质量与教学改革工程项目(教务〔2022〕91 号)

**作者简介:** 李潮锐(1962-), 男, 广东汕头人, 中山大学物理学院副教授, 博士, 主要从事大学物理实验教学和凝聚态电磁特性研究工作. E-mail: zdstlcr@mail.sysu.edu.cn

$V_P$ . 泰克(Tektronix) AFG3252 信号源为集电极提供频率为 27.8 Hz 且其峰-峰值为 0.200 V 的交流调制电压,并与集电极直流电源输出(串联)叠加,由中大科仪 OE1022I 数字锁相放大器测量  $I_P$  交流分量(实际测量的是运算放大器输出电压交流分量);以 AFG3252 信号源 TTL 同步输出为 OE1022I 锁相放大器外参考信号. 通过 RS232, USB 和 GPIB 接口对实验系统实施计算机测控操作和数据采集分析.

实验过程可能会遇到 2 个问题:

1) 在  $V_P$  接近或高于原子激发电位,即  $I_P$  较弱时, $I_P$  出现负值. 特别是灯丝电流较小情况, $I_P$  负值更为明显.

2) 改变  $V_P$  对  $V_{G2}$  存在的弱影响.

图 1 所示为实验测量电路等效示意图. 无论是从阴极发射出来随之进入加速区,还是从加速区经过第二栅极进入减速区,热电子都具有初速度(初动能或初能量),这等效于有电源驱动. 因此,在加速区和减速区的回路中,除了电路中的实体电源外,还应该考虑附加等效电源的作用.

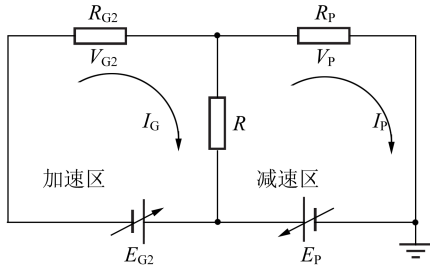


图 1 F-H 实验等效电路示意图

图 1 中, $E_{G2}$  和  $E_P$  分别为第二栅极和集电极可调等效电源, $V_{G2}$  和  $V_P$  则分别为第二栅极和集电极所施加的(可测)电位, $R_{G2}$  和  $R_P$  分别表示 F-H 管加速区和减速区的等效电阻, $R$  为第二栅极等效电阻, $I_G$  和  $I_P$  分别为加速区和减速区回路电流. 根据基尔霍夫电压定律可得

$$E_{G2} = V_{G2} + V_R, \quad (1)$$

$$-E_P = V_P - V_R, \quad (2)$$

其中,

$$V_{G2} = R_{G2} I_G, \quad (3)$$

$$V_P = R_P I_P, \quad (4)$$

$$V_R = (I_G - I_P)R. \quad (5)$$

由式(2)、式(4)和式(5)可得

$$I_P = \frac{I_G R - E_P}{R_P + R}, \quad (6)$$

由式(5)和式(6)可知,当  $E_P$  增大时, $I_P$  减小, $V_R$  增大. 可以认为,此时绝大多数热电子已穿过第二栅极进入减速区,或者栅极等效电阻比  $R_{G2}$  和  $R_P$  都小得多. 因此,随  $E_P$  增大,将可能出现  $I_P$  为负值的情况.

由式(1)~(6)可知,在任一设定  $E_{G2}$  的情形下,当  $E_P$  增大时, $I_P$  减小, $V_R$  随之变化,从而使  $V_{G2}$  发生改变. 实验事实也表明: $V_{G2}$  随  $E_P$  发生微弱变化. 因此,在测量  $i_p(V)-V$  的能量(电压)分布过程中,每次改变  $E_P$  都需要对  $E_{G2}$  输出进行及时修正,以确保  $V_{G2}$  恒定.

上述分析表明: $I_P$  负值和  $V_P$  与  $V_{G2}$  相关联. 首先,确认(调节)  $I_P$  测量电路的静态工作零点. 为解决集电极电流微分测量中  $V_P$  变化对  $V_{G2}$  的弱影响,每当改变  $V_P$  时,同步调节 IT6874B 直流电源输出以使  $V_{G2}$  恒压. 在  $V_{G2} < 70$  V 时,恒压精度优于 10 mV,而高电位端恒压精度则优于 16 mV,由此保证实验测量的准确性.

## 2 实验结果与分析

### 2.1 常规方法的实验结果

图 2 所示为  $I_P-V_{G2}$  的实验结果. 由图 2 可见, $I_P$  随  $V_{G2}$  的增加呈现类周期振荡上扬. 不同  $V_P$  下的  $I_P-V_{G2}$  曲线清晰地显示了上述 6 种普遍实验现象. 表 1 记录了不同  $V_P$  情形下  $I_P$  峰处的  $V_{G2}$ ,可以看出: $I_P$  峰处对应的  $V_{G2}$  随  $V_P$  的变化而变化,经计算还可以发现由两相邻峰的  $V_{G2}$  差值得到的原子激发电位也随着  $V_{G2}$  的增加而逐渐增大(激发电位递增).

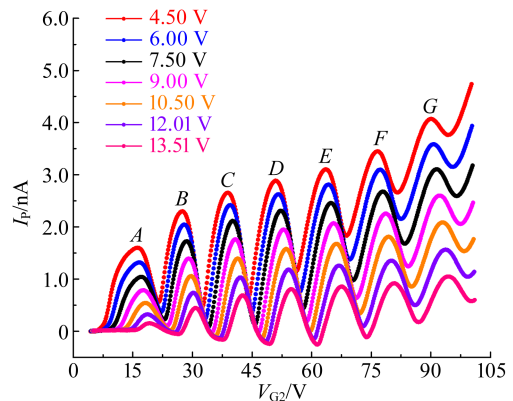


图 2 不同  $V_P$  情形下  $I_P-V_{G2}$  实验结果

表 1 不同  $V_P$  情形  $I_P$  峰处的  $V_{G2}$ 

| $V_P/V$ | $V_{G2}/V$ |       |       |       |       |       |       |
|---------|------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
|         | A          | B     | C     | D     | E     | F     | G     |
| 4.50    | 16.13      | 27.43 | 38.92 | 50.94 | 63.64 | 76.48 | 90.15 |
| 6.00    | 16.61      | 27.92 | 39.58 | 51.77 | 64.30 | 77.31 | 90.62 |
| 7.50    | 16.92      | 28.57 | 40.06 | 52.25 | 64.77 | 77.96 | 91.62 |
| 9.00    | 17.57      | 29.05 | 40.89 | 52.91 | 65.43 | 78.79 | 92.27 |
| 10.50   | 18.06      | 29.71 | 41.38 | 53.57 | 66.26 | 79.28 | 92.57 |
| 12.01   | 18.89      | 30.19 | 42.04 | 54.22 | 66.75 | 80.11 | 93.76 |
| 13.51   | 19.37      | 30.85 | 42.69 | 54.88 | 67.58 | 80.77 | 94.42 |

## 2.2 集电极电流 $I_P$ 微分测量原理

关于 F-H 实验的普遍现象,已有文献进行了广泛观测和描述<sup>[3-8]</sup>. 在确定的  $V_{G2}$  条件下,栅极热电子将具有不同能量,且呈现粒子数的能量分布规律. 若忽略由第二栅极到集电极之间原子对热电子运动的影响,那么图 2 中的  $I_P$  表示处于第二栅极所有电位  $V$  高于  $V_P$  的热电子的集体贡献. 在确定的  $V_{G2}$  和  $V_P$  条件下,假设电位为  $V$  的热电子对集电极电流的贡献为  $i_P(V)$ ,那么  $I_P$  可表示为(等效于并联电路)

$$I_P = \sum_{V \geq V_P} i_P(V), \quad (7)$$

将式(7)改写成离散化积分形式

$$I_P = \sum_{V \geq V_P} \left[ \frac{i_P(V)}{\Delta V} \right] \cdot \Delta V = \sum_{V \geq V_P} \left( \frac{\Delta I_P}{\Delta V} \right) \cdot \Delta V. \quad (8)$$

如果不考虑减速区中原子的影响,那么到达集电极的热电子与处于第二栅极的热电子的能量分布规律相同. 因而,在确定的  $V_P$  处,施加微小调制  $\Delta V_P$ ,测量对应的  $I_P$  变化量  $\Delta I_P$ ,即实施  $V = V_P$  时的  $I_P$  微分测量,且由此得到具有电位  $V_P$  的热电子的贡献  $i_P(V_P)$ . 一系列不同的  $V_P$  所构成的  $i_P(V_P) - V_P$  关系可以表示到达第二栅极时热电子电流的电位分布规律  $i_P(V) - V$ .

当  $V_P = 0$  时,增大  $V_{G2}$  直至可以观测到  $I_P$  和  $i_P(V)$ ,以此为实验起点. 具体步骤为:

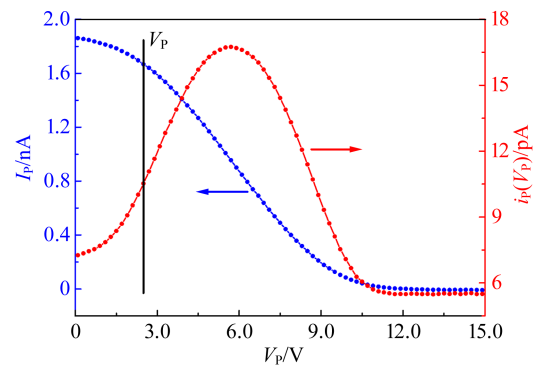
1) 同步采集  $V_{G2}$ ,  $I_P$ ,  $V_P$  和  $i_P(V_P)$ ;

2) 步进增大  $V_P$ ,并重复步骤 1),直至  $V_P$  达到最大值,完成在  $V_{G2}$  不变条件下  $i_P(V_P) - V_P$  的测量;

3) 将  $V_P$  调回最小值,并重复步骤 1);

4) 适量增大  $V_{G2}$ ,按步骤 1)~3) 重复完成实验测量,可得到一系列不同  $V_{G2}$  条件下的  $i_P(V) - V$  结果.

图 3 显示了  $V_{G2} = 17.68$  V,  $I_P$  与  $i_P(V_P)$  随  $V_P$  的变化关系. 在任一确定的  $V_P$  处,常规方法的集电极电流  $I_P$  (蓝色线上的数据点)为  $V \geq V_P$  条件下所有  $i_P(V_P)$  (红色线自  $V_P$  起在高端的所有  $i_P$  数据点)的累加结果,由式(7)表示;或者说,是由  $i_P(V_P) - V$  能量分布(红色线)在  $V \geq V_P$  范围内与  $i_P(V_P) = 0$  基线所围面积,由式(8)描述. 注意:  $I_P$  与  $i_P(V_P)$  累加或积分结果可能相差(积分)常量.

图 3  $I_P$  与  $i_P(V_P)$  随  $V_P$  的变化

由图 3 可知,对于任一确定的  $V_P$ ,  $I_P$  为电位  $V \geq V_P$  情形下所有(可能)  $i_P(V)$  的累加(积分). 若对每个确定(恒定)的  $V_{G2}$  逐一完成所有  $V \geq V_P$  情形下  $i_P(V)$  的累加也可得到图 2 中  $I_P - V_{G2}$  的结果. 或者,在  $V \geq V_P$  情形下,逐一测量每个确定  $V_P$  的  $i_P(V) - V_{G2}$  数据,进而将所有数据在不变的

情形下叠加,也可得到图 2 中  $V_P$  条件下  $I_P-V_{G2}$  的结果。

综上所述,在  $V_{G2}$  确定的情况下,  $I_P$  来自  $V \geq V_P$  情形下所有(可能)  $i_P(V)$  的集体贡献,而每个  $i_P(V)$  在  $I_P$  中具有不同占比. 图 4 显示了不同  $V_P$  情况下  $i_P(V)-V_{G2}$  的实验结果. 曲线均呈现出与  $I_P-V_{G2}$  相似的类型周期振荡趋势,还直观地显示了不同  $V_P$  下  $i_P(V)-V_{G2}$  在  $I_P-V_{G2}$  中的占比差异,同时不同  $V_P$  之间的相对占比也随  $V_{G2}$  发生变化. 由此可知,当  $V_P$  确定时,  $i_P(V)-V_{G2}$  在  $I_P-V_{G2}$  中的占比随  $V_{G2}$  的变化而变化. 值得一提的是,即使在  $V_P=13.51$  V 的情形下,依然可以清晰地观测到  $i_P(V)$  随  $V_{G2}$  的类型周期振荡趋势。

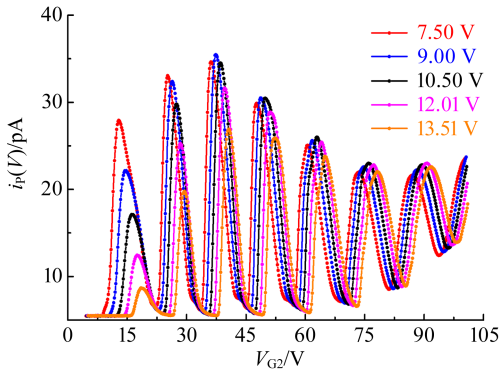


图 4 不同  $V_P$  情形下  $i_P(V)$  随  $V_{G2}$  的变化情况

### 2.3 集电极微分电流 $i_P$ 电位分布

从阴极发射出来的热电子,在逸出阴极表面时遵从狄拉克-费米分布,这也正是真空管情形测量金属电极电子逸出功(函数)的物理依据. F-H 管不是真空管,管里充有原子气体. 热电子自阴极发射出来后,在  $V_{G2}$  的加速作用下,伴随着向集电极方向热运动的同时,还与管中原子不断发生碰撞(甚至发生原子激发交换能量). 此过程中,在确定的  $V_{G2}$  作用下,管中热电子都必将达到具有能量分布的动态平衡。

图 5 显示了不同  $V_{G2}$  情形下,微分电流  $i_P(V)$  随  $V_P$  的分布情况. 事实上,在  $V_{G2}$  略小于 3.50 V 时已有少量热电子到达第二栅极,且当  $V_P=0$  时可观测到微弱的  $I_P$  和  $i_P(V)$ . 逐步增大  $V_{G2}$ ,当  $V_{G2} \geq 5.71$  V,  $i_P(V)$  能量峰形分布逐渐清晰. 同时,随着  $V_{G2}$  的增大,热电子可获得更多(平均)能量,从而使  $i_P(V)$  峰位向  $V_P$  高能端移动,且  $i_P(V)$  峰宽同步增大. 假设单位时间从阴极发射出来的热电子数量基本稳定,那么相应的能量峰高必将

下降,能量分布整体向下压缩. 图 5 所示实验结果与上述热电子能量峰形分布随  $V_{G2}$  变化的分析结果一致. 可以得出:  $i_P(V)$  呈现的峰形能量分布并非  $V_P$  的  $\delta$  函数,这增加了准确分析  $I_P-V_{G2}$  物理过程的难度. 文献[9]也通过实验观测了抵达集电极热电子的能量分布规律。

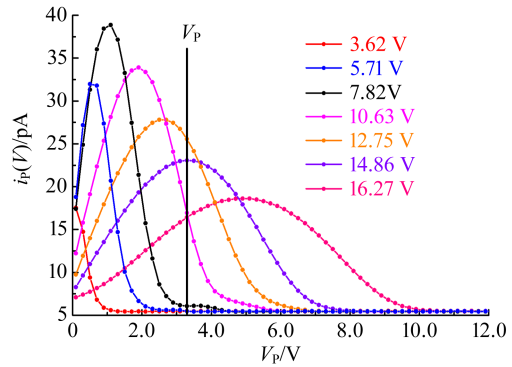


图 5 不同  $V_{G2}$  情形下  $i_P(V)$  随  $V_P$  的分布

### 2.4 集电极电流随集电极电位的变化分析

$V_P$  也被称为阈值电位(能量),对于任意  $V_P$ ,只有  $V \geq V_P$  时,热电子才可被测量. 图 5 中,当  $V_{G2} \leq 7.82$  V 时,无法观测到  $I_P$  起始信号. 随着  $V_P$  的增大或减小,  $I_P$  起始信号对应的  $V_{G2}$  也相应地上升或下降. 图 5 实验结果解释了普遍现象 1): 随  $V_P$  增大,  $I_P$  的起始第二栅极电压  $V_{G2}$  升高。

对任一恒定的  $V_{G2}$ ,在  $V_P$  处的  $I_P$  均为  $V \geq V_P$  情形下  $i_P(V)$  的积分结果. 当  $V_P$  增大时,不同  $V_{G2}$  情形下对  $i_P(V)$  的积分随之减小,即对应的  $I_P$  下降. 或者说,当  $V_P$  增大,可到达集电极热电子的数量减少,  $I_P$  下降. 图 6 所示的  $i_P(V_P)-V_P$  能量分布结果展示了不同  $V_{G2}$  下,  $I_P$  随  $V_P$  的变化情况,直观地解释了普遍现象 2): 随  $V_P$  增大,  $I_P-V_{G2}$  曲线整体下移。

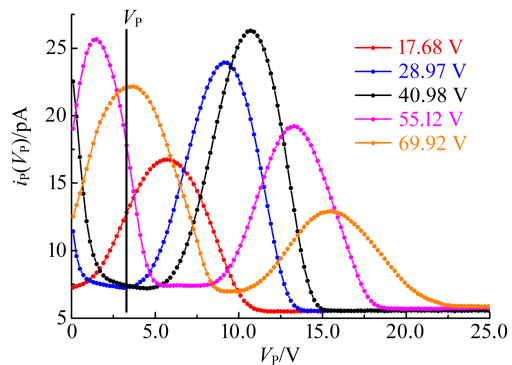


图 6 不同  $V_{G2}$  情形下  $i_P(V_P)-V_P$  的能量分布

## 2.5 集电极电流 $I_P$ 峰(谷)随 $V_P$ 的变化分析

以图 2 中  $V_P=4.50\text{ V}$ , 分析  $I_P-V_{G2}$  曲线 C 峰所处范围  $i_P(V_P)-V_P$  能量分布变化过程为例. 图 7 显示了当  $V_{G2} \in [33.91\text{ V}, 36.74\text{ V}]$  时,  $i_P(V_P)-V_P$  的实验结果, 结果表明: 在此范围内,  $i_P(V_P)-V_P$  分布随  $V_{G2}$  增大向  $V_P$  高电位端移动且峰高逐渐上升. 由此可见, 由  $V_P=4.50\text{ V}$  直线与  $i_P(V_P)-V_P$  曲线在高电位端所围面积(即  $I_P$ )随  $V_{G2}$  的增大而增大, 从而解释了图 2 中当  $V_{G2} \in [33.91\text{ V}, 36.74\text{ V}]$  时,  $I_P$  随  $V_{G2}$  逐渐上升的现象.

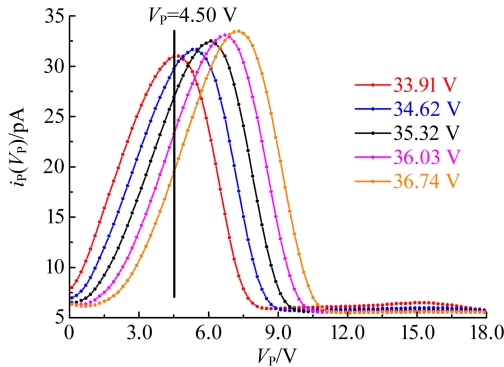


图 7  $I_P$  上升侧  $i_P(V_P)-V_P$  分布随  $V_{G2}$  的变化情况

图 8 显示了当  $V_{G2} \in [40.98\text{ V}, 43.81\text{ V}]$  时,  $i_P(V_P)-V_P$  的实验结果. 在此范围内, 随  $V_{G2}$  增大,  $i_P(V_P)-V_P$  分布峰也向  $V_P$  高电位端移动, 但是峰高明显下降. 尽管在  $V_P$  低电位端逐渐出现新能量分布峰, 但  $V_P=4.50\text{ V}$  直线与  $i_P(V_P)-V_P$  曲线在高电位端所围面积(即  $I_P$ )随  $V_{G2}$  增大而减小. 此过程与图 2 中当  $V_{G2} \in [40.98\text{ V}, 43.81\text{ V}]$  时,  $I_P$  随  $V_{G2}$  增大而逐渐减小的过程一致.

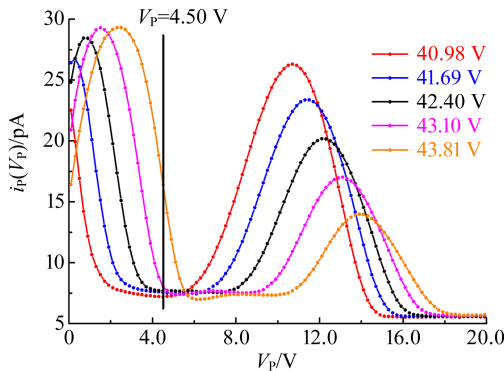


图 8  $I_P$  下降侧  $i_P(V_P)-V_P$  分布随  $V_{G2}$  的变化情况

通过  $i_P(V_P)-V_P$  实验事实, 图 7 和图 8 分别说明了  $V_P=4.50\text{ V}$  时,  $I_P-V_{G2}$  曲线 C 峰两侧  $I_P$  变化的内在关联. 结合上述分析, 当  $V_{G2} \in [37.44\text{ V}, 40.27\text{ V}]$  时, 必然存在  $I_P$  峰值点.

图 9 显示了处于  $I_P$  峰附近  $i_P(V_P)-V_P$  分布随  $V_{G2}$  的变化情况. 针对不同  $V_{G2}$ , 在  $V_P \geq 4.50\text{ V}$  区域  $i_P(V_P)-V_P$  曲线与  $i_P(V_P)=0$  基线所围成面积为最大值, 即为  $I_P$  峰处电位  $V_{G2}$ .

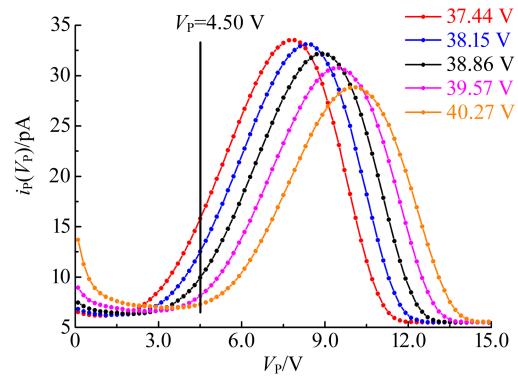


图 9  $I_P$  峰附近  $i_P(V_P)-V_P$  分布随  $V_{G2}$  的变化情况

若  $V_P$  增大, 所有  $V_{G2}$  下  $I_P(V_P)-V_P$  曲线所围面积均变小, 从而使  $I_P-V_{G2}$  曲线整体下移, 对应普遍实验现象 2). 显然, 不同  $V_{G2}$  下的面积(即  $I_P$  值)变化并非等量. 以图 2 中曲线 C 峰为例, 当  $V_P$  增大时, 对于  $V_{G2}$  较小的情形, 其  $i_P(V_P)-V_P$  与  $V_P$  在高电位端所围面积的减少数量也较多, 因此最大面积也将出现在更高  $V_{G2}$  的条件下, 如图 9 所示. 同理, 图 2 中  $I_P-V_{G2}$  曲线的  $I_P$  谷也随  $V_P$  增大而出现在更高的  $V_{G2}$ , 上升侧和下降侧也都同步向高  $V_{G2}$  方向移动. 上述实验现象解释了普遍现象 3): 随  $V_P$  增大,  $I_P-V_{G2}$  曲线中的  $I_P$  谷电位或峰电位向  $V_{G2}$  高电压端移动.

## 2.6 $V_P$ 高于激发电位情形分析

从图 6、图 8 和图 9 实验结果可见:  $i_P(V_P)-V_P$  能量分布延伸到高于原子激发电位的  $V_P$  高能端. 到达集电极的热电子包含 2 种情形:

1) 与管中原子完成能量交换和后续从灯丝发射出来, 并在加速区获得足以“跨越”集电极电位的热电子;

2) 能量满足却没发生交换, 而在加速区又继续获得能量的热电子.

显然, 高于激发电位的  $i_P(V_P)-V_P$  分布主要来自后者. 图 2 中  $I_P-V_{G2}$  曲线所记录的就是那些

经过加速区抵达第二栅极时, 还具有“剩余”能量足以“跨越” $V_P$ (阈值)的所有热电子的集体贡献. 上述  $i_P(V_P)-V_P$  实验事实表明: 管中热电子具有能量分布规律且随  $V_{G2}$  变化, 并在与管中原子交换能量过程不断建立新的动态平衡分布. 显然, 即使  $V_P$  高于激发电位, 但其与  $i_P(V_P)-V_P$  分布高电位端所围面积仍不为零, 且随  $V_{G2}$  变化. 由此解释了普遍现象 4): 即使  $V_P$  高于原子激发电位, 仍可清晰地观测到  $I_P-V_{G2}$  的变化规律, 如图 10 所示.

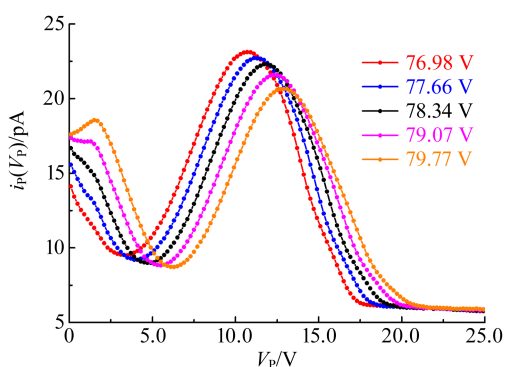


图 10  $V_{G2}$  高电位端  $i_P(V_P)-V_P$  的分布变化情况

图 10 结果表明: 随  $V_{G2}$  增大, 高于激发电位的  $i_P(V_P)-V_P$  占比也逐渐增大, 意味着满足但没完成能量交换的热电子数量随  $V_{G2}$  增大而增加(积累效应), 因而出现普遍现象 5): 在  $V_P$  恒定条件下,  $I_P-V_{G2}$  曲线随  $V_{G2}$  增大呈现类周期振荡上扬.

### 2.7 微分电流 $i_P$ 峰周期与峰位和展宽

图 5 显示了处于  $V_{G2}$  低电压端, 随  $V_{G2}$  逐步增大,  $i_P(V_P)-V_P$  分布逐渐呈现出完整峰形分布. 随  $V_{G2}$  增大, 峰处电位(能)往更高能量方向移动, 这意味着热电子获得越来越多能量.

当继续增大  $V_{G2}$  时, 实验可观测到如图 11 所示的变化情况: 当  $V_P$  处于高电位, 原有  $i_P(V_P)$  峰渐渐隐没, 与此同时, 在  $V_{G2}$  的低能端, 新的  $i_P(V_P)$  增峰缓缓呈现且逐步往  $V_P$  的高能端移动. 随着  $V_{G2}$  继续增大, 高能端  $i_P(V_P)$  峰热电子持续获得更多能量, 直至激发管中原子而失去能量, 从而使高能  $i_P(V_P)$  峰逐步消失. 在这个过程中, 从灯丝发射出来的后续热电子的能量也在持续补充, 对应  $V_{G2}$  的低能端新增  $i_P(V_P)$  峰也随之逐渐清晰. 重复图 3 所示的初始阶段情况, 图 12 实验结果验证了该物理过程.

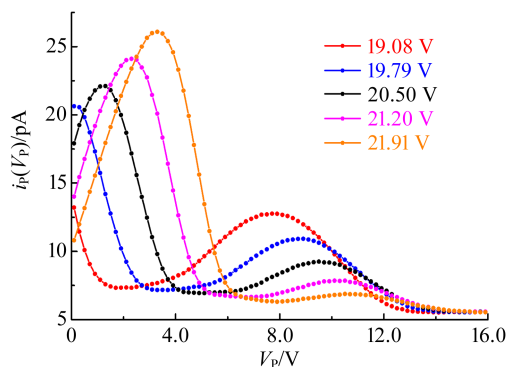


图 11  $V_{G2}$  增大时前峰缓缓隐没而后峰渐渐呈现

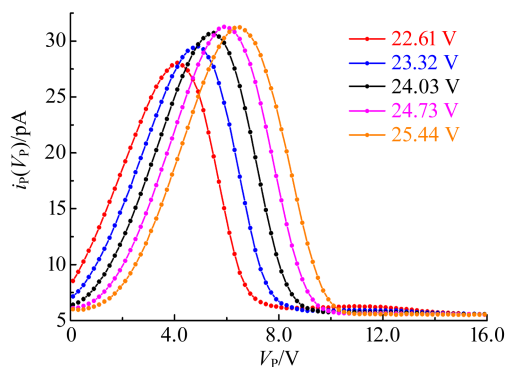


图 12  $V_{G2}$  增大时  $i_P(V_P)-V_P$  分布后峰完整显现过程

通过图 5、图 11 和图 12 的实验结果, 从  $i_P(V_P)$  和  $i_P(V)-V$  能量分布变化规律的角度, 分析了图 2 中  $I_P-V_{G2}$  曲线自 A 峰到 B 峰区间的物理过程. 可以发现:  $i_P(V)$  峰“形成—增强—激发—减弱—消失(伴随着新峰出现)”历程反映了热电子  $i_P(V)-V$  能量分布的“生命”周期<sup>[1]</sup>. 显然, 当  $V_{G2}$  持续增大,  $i_P(V)-V$  将进入下一个“生命”周期, 周而复始.

图 13 显示  $I_P-V_{G2}$  曲线中 B 峰到 C 峰区间  $i_P(V_P)-V_P$  能量分布重复着上述周期过程. 由图 13 可以看出:

- 1) 当  $V_{G2} = 36.74$  V,  $i_P(V_P)-V_P$  单峰(图中标记为前峰)完整呈现;
- 2) 当  $V_{G2} = 40.98$  V, 前峰往  $V_P$  高能端移动, 且峰高下降, 而低能端则出现 1 个新  $i_P(V)-V$  能量分布(图中标记为后峰);
- 3) 当  $V_{G2} = 43.10$  V, 前峰进一步往  $V_P$  高能端移动, 且峰高继续下降, 随之低能端后峰逐渐形成;
- 4) 当  $V_{G2} = 45.23$  V, 前峰持续往  $V_P$  高能端

移动,但峰强更弱,而后峰则逐渐增强;

5)当  $V_{G2} = 48.76$  V,前峰消失,后峰完整呈现.

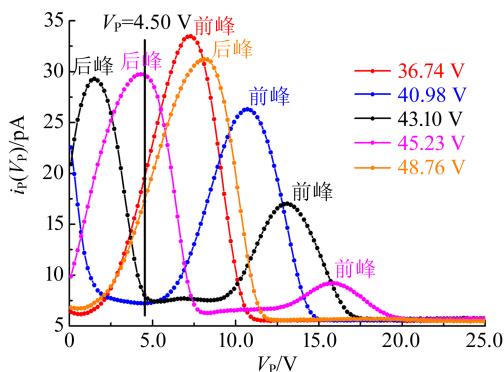


图 13  $V_{G2}$  增大时  $i_p(V_p)-V_p$  分布(峰)的“生命”周期

在此过程中,随着  $V_{G2}$  逐步增大,持续发生原子激发而失去能量的热电子数量同步增加,从而前峰逐渐减弱直至消失.与此同时,后续从阴极发射出来(包括管中没有完成激发)的热电子,在  $V_{G2}$  加速作用下逐渐形成新的  $i_p(V_p)-V_p$  能量分布,即图 13 中后峰的成长过程.值得一提的是,在  $V_{G2} = 48.76$  V 处,后峰比在  $V_{G2} = 36.74$  V 处的前峰具有更高的峰值  $V_p$  和更大的峰宽.图 14 显示了在  $V_{G2}$  实验范围内全部出现  $i_p(V_p)-V_p$  “完整”峰形的观测结果.结果表明:随  $V_{G2}$  增大,后一个“生命”周期的峰值  $V_p$  比前一个周期具有更高电位,且其峰宽也随之增大.

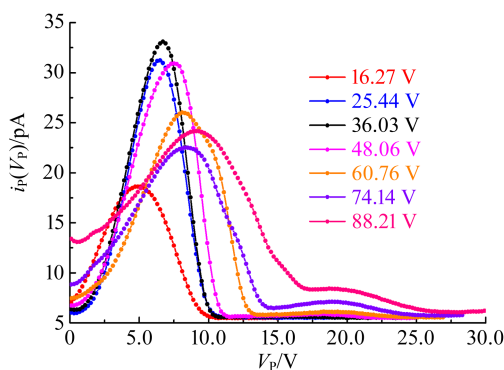


图 14 热电子  $i_p(V_p)-V_p$  分布峰形随  $V_{G2}$  的变化

由于  $V_{G2}$  采用步进而非连续改变,难以准确判断  $i_p(V_p)-V_p$  分布完整单峰的起点电位(能).在图 13 中选用  $V_{G2}$  为 36.74 V 和 48.76 V 处  $i_p(V_p)-V_p$  分布峰,图 14 则选用  $V_{G2}$  为 36.03 V 和 48.06 V 处的分布峰,2 种情形下对应的

$i_p(V_p)-V_p$  分布略有差异,但可从峰宽增大推断  $i_p(V_p)$  峰必然移向  $V_p$  高能端.同理,尽管难以获得  $V_{G2}$  为 61.47, 74.14 和 88.21 V 情形下  $i_p(V_p)-V_p$  分布的完整单峰,但通过峰宽可以推断峰值  $V_p$  变化.

## 2.8 激发电位递增问题

上述实验结果表明:  $i_p(V_p)-V_p$  能量分布只存在单峰和双峰 2 种形态.单峰描述没有发生原子激发情形的热电子能量分布;双峰反映伴随着原子激发(交换能量),后续从阴极发射出来热电子获得能量并形成新的动态平衡分布.

显然,当峰宽增大到一定程度,双峰之间也将出现部分交叠,从而无法得到清晰完整的单峰分布,如图 14 中  $V_{G2}$  为 74.14 V 和 88.21 V 的情况.从图 14 中可见,单峰  $i_p(V_p)-V_p$  分布峰值  $V_p$  和峰宽随“生命”周期递进(或称“进化”)逐步增大,说明热电子达成单峰  $i_p(V_p)-V_p$  分布的总能量(或平均能量)随“生命”周期递进而递增.从能量守恒角度,这意味着管中热电子需要获得比前一周期更多的能量,因此必须在比前一周期更高的  $V_{G2}$  作用下才能实现新的完整单峰分布.

图 13 实验结果表明:完整单峰仅可能出现在没有发生原子激发的特殊情形.一旦发生原子激发,  $I_p$  反映的是双峰变化的叠加结果.因此,常规方法所测得的  $I_p-V_{G2}$  曲线中每处  $V_{G2}$  的  $I_p$  既包含发生原子激发过程前峰变化,同时还可能包含后峰贡献.上述分析可知:原理上相邻 2 次纯完整单峰  $i_p(V_p)-V_p$  能量分布所处的准确  $V_{G2}$  差值即为管中原子激发电位.

常规方法则是在确定  $V_p$  条件下观测  $I_p-V_{G2}$  的变化,以图 13 中  $V_p = 4.50$  V 情形为例.若以  $I_p$  峰处为起点,随着产生原子激发,图中前峰渐弱,直至由  $V_p \geq 4.50$  V 区域  $i_p(V_p)-V_p$  面积(积分)所得  $I_p$  达到最小;随后,由于区域内后峰渐强,  $I_p$  也相应增大;直至  $V_p \geq 4.50$  V 区域内前峰消失(或面积最小),而后峰面积最大,此时  $I_p$  到达新峰值.由此可见,在任一  $V_p$  情形下  $I_p$  随  $V_{G2}$  变化的实质为  $i_p(V_p)-V_p$  能量分布随  $V_{G2}$  变化过程的体现,由  $I_p-V_{G2}$  曲线相邻  $I_p$  峰处的  $V_{G2}$  差值可合理表征原子激发电位.

既然  $i_p(V_p)-V_p$  分布峰宽随其“生命”周期递增,相应的  $I_p(V_p)$  峰值也逐渐移向  $V_p$  高能端,那么在单峰分布范围内任一  $V_p$  处观测  $I_p-V_{G2}$  曲

线,两相邻  $I_P$  峰对应的  $V_{G2}$  差值也必然随之递增,如图 15 所示.

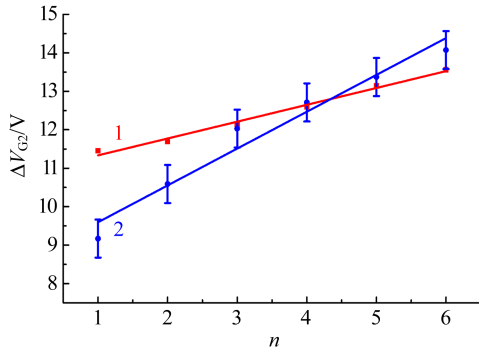


图 15 相邻  $I_P$  峰与  $i_P(V_P)$  单峰分布  $V_{G2}$  差值递增情况

图 15 中横坐标  $n$  表示相邻  $I_P$  峰或  $i_P(V_P)$ - $V_P$  单峰分布情形电位  $V_{G2}$  差值的排序,且随  $V_{G2}$  增大方向增加. 其中,曲线 1 为表 1 中不同  $V_P$  情形下相邻  $I_P$  峰处电位  $V_{G2}$  差值的同序平均结果,曲线 2 为图 14 中  $i_P(V_P)$ - $V_P$  单峰分布对应的  $V_{G2}$  差值, $V_{G2}$  步进约为 0.7 V(图中也考虑了差值的误差传递修正). 尽管二者斜率有差异,但趋势一致,曲线 1 变化基本反映了曲线 2 的物理过程.

上述分析表明: $I_P$ - $V_{G2}$  曲线重复出现的  $I_P$  峰反映了热电子  $i_P(V_P)$ - $V_P$  单峰能量分布的“生命”周期. 由于  $i_P(V_P)$ - $V_P$  分布后峰比前峰具有更高峰电位能和更大能量范围,这意味着热电子想要从加速区获得更多能量将需要更高  $V_{G2}$ ,这就是  $I_P$  峰电位  $V_{G2}$  差值递增的内在原因. 由此解释了普遍现象 6):原子激发电位随  $V_{G2}$  升高而逐渐增大(激发电位递增).

综合上述分析可知,尽管  $I_P$ - $V_{G2}$  曲线清晰地展示了原子激发实验现象,但通过相邻  $I_P$  峰电位  $V_{G2}$  差值对激发电位的分析只是半定量分析. F-H 实验测得的原子激发电位递增源于热电子具有能量分布且其展宽随加速电场增强而增大. 值得一提的是,随着  $V_P$  增大,在  $I_P$  值中反映单峰分布占比减弱,而双峰分布组合占比增加. 由此推断,当  $V_P$  超出单峰分布范围或高于原子激发电位时, $I_P$ - $V_{G2}$  实验测量没有意义.

### 3 结束语

F-H 实验物理内容丰富,是本科物理教学的

重点实验项目,多种实验现象也已得到广泛关注并被分析讨论. 本文通过在集电极电位  $V_P$  施加微小调制  $\Delta V_P$ ,利用锁相放大技术实现集电极电流微分  $i_P(V_P)$  测量方法. 由一系列不同  $V_{G2}$  情形下的  $i_P(V_P)$ - $V_P$  分布实验结果,解释了常规方法所观测到的普遍现象. 实验发现: $i_P(V_P)$ - $V_P$  能量分布仅出现单峰和双峰 2 种形态,其中单峰描述了发生原子激发前的热电子能量分布,双峰反映了伴随着原子激发(交换能量),在低电位端出现新的动态平衡分布.  $I_P$ - $V_{G2}$  曲线的类周期振荡反映了  $i_P(V_P)$ - $V_P$  单峰和双峰交替出现的“生命”周期. 根据能量守恒,需要更高加速电位(能)  $V_{G2}$  才可形成完整单峰. 通过  $i_P(V_P)$ - $V_P$  测量分析,有助于透彻理解 F-H 实验原理,以及测得激发电位递增现象的物理本质.

致谢:感谢复旦大学乐永康教授的交流. 感谢中国科学技术大学孙腊珍教授的有益讨论.

### 参考文献:

- [1] 李潮锐. 弗兰克-赫兹实验物理分析新视角[J]. 物理实验,2020,40(4):12-17.
- [2] 李潮锐. 弗兰克-赫兹实验条件的优化方法及定量评估[J]. 大学物理,2023,42(7):28-31,52.
- [3] 张里荃,马艳梅,郝二娟. 弗兰克-赫兹实验最佳实验条件及第一激发电位的研究[J]. 物理实验,2011,31(8):37-38,46.
- [4] 窦欣悦,司嵘嵘. 充氩弗兰克-赫兹实验波谷处加速电压及最佳实验参量[J]. 物理实验,2019,39(2):19-23.
- [5] 蔺明婕,俞颀翔,白翠琴,等. 弗兰克-赫兹实验中温度与电子平均自由程的关系[J]. 物理实验,2009,29(3):39-43.
- [6] 董键,李咏梅,崔秀芝. 弗兰克-赫兹实验中几个问题的研究[J]. 物理实验,2008,28(10):36-39.
- [7] 孙桂芳,阮树仁,盛淑芳,等. 弗兰克-赫兹实验中氩原子第一激发电位的研究[J]. 物理实验,2017,37(S1):1-3,8.
- [8] 钮婷婷,张志华,于婷婷,等. 影响弗兰克-赫兹实验激发电位的因素探究[J]. 物理实验,2018,38(S1):11-15,18.
- [9] 陈亮,乐永康. 弗兰克-赫兹实验中电子能量分布的测定[C]//第5届全国高等学校物理实验教学研讨会论文集(下). 上海,2008:440-444.

(下转 34 页)



应用实验仪[J]. 物理实验, 2017, 37(7): 39-42.  
[13] 祁玲敏, 韩太坤, 胡素梅, 等. 基于 PN 结的正向伏

安特性测量玻尔兹曼常量的研究[J]. 大学物理, 2019, 38(8): 39-41, 58.

## Introduction and solutions to the experimental question of the 1st European Physics Olympiad experimental exam

REN Yuqi<sup>1,2</sup>, WANG Jin<sup>3a,3b</sup>, SONG Feng<sup>3a</sup>

(1. Institute for Interdisciplinary Information Sciences, Tsinghua University, Beijing 100084, China;  
2. Yali High School, Changsha 410007, China; 3a. School of Physics;  
3b. National Demonstration Center for Experimental Physics Education (Nankai University),  
Nankai University, Tianjin 300071, China)

**Abstract:** The 1st European Physics Olympiad experimental exam was light-emitting diode. Using multimeter, thermistor and self-organized manometer, the experiment was designed to measure the volt-ampere characteristics, the series resistance, the light efficiency and the maximum electrical power of light-emitting diode. This exam was based on the photoelectric characteristics of light-emitting diodes at different temperatures, and could be used as an extension of the related experiments of light-emitting diodes in basic physics experiment. In this paper, the proposition and solution of experiment were comprehensively introduced, and a simple analysis of the propositional motivation and answers situation of the participated students were fulfilled.

**Key words:** European Physics Olympiad; light-emitting diode; volt-ampere characteristics

[编辑: 郭 伟]

(上接 15 页)

## Differential measurement and analysis of collector current in Frank-Hertz experiment

LI Chaorui

(School of Physics, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275, China)

**Abstract:** The physics content of Frank-Hertz experiment is substantial, and its phenomena have been widely concerned with experimental facts. There is still a shortage of deep discussion about the mechanism of phenomena. In this paper, using the method on differential measurement of collector current, the phenomena observed by conventional technique could be explained clearly by introducing the energy distribution of current. By measuring the changes in the peak shape of energy distribution at different acceleration potentials, the physical essence of alternating between single and double peaks was analyzed, and then the inherent correlation of routine experimental results with energy distribution patterns was deeply discussed. The differential measurement of collector current was conducive to deeply understanding the experimental principle, and the results elucidated the physics of excitation potential as increase with increasing accelerated voltage.

**Key words:** Frank-Hertz experiment; excitation potential; differential measurement; energy distribution

[编辑: 龙玉梅]