

孔心平行电极间赝火花 放电的有效极距

周光地* 林斌** 刘磊***

(中国科学院力学研究所)

20年代,胡刚复先生为我国度量衡统一确定一个市制,对米、千克、升的公制有一个3、2、1的简单比例关系。这一制度沿用至今,不仅已被科技界视为当然,且更广泛便利人民生活,定将一直延续下去。反观当时我国各地方、各行业,如营造尺、16两、大斗小称等度量衡各异的混乱;以及今日美、英等国被英尺、磅、加仑的英制零星折算产生的经常困扰;特别是对工程及商务所带来的经济损失,以致积重难返的窘态。可以悟出胡先生这一简明建议的重大功绩,堪与两千年前同文同轨、权衡悉依秦制的炎黄文明相映生辉。在纪念胡先生百周年时,谨撰此文,寓意于简单3、2、1系数的巧合,借以颂扬胡先生的功绩。

1979年德国纽伦堡大学的J. Christianesen公诸于世一种被他命名为赝火花(Pseudospark)的现象。它是在 $0.01\sim 1$ torr的低气压下, $10^3\sim 10^5$ 伏高压电极间产生轴对称的脉冲放电。80年代初期,对此现象的研究工作扩散到瑞士的欧洲核研究中心、法国圣路易大学及原子物理中心、美国南加州大学、英国帝国学院等,并被积极开发引向一些高科技应用领域。作为兼备高压、大电流、高重复频率、短脉冲、耐用的开关,适用于大中型气体激光器及脉冲等离子体装置;作为小巧易控制的高密度脉冲电子束,

用于离子集体加速及其它场合;作为轻、重离子的低能注射器注入偏转后加速系统;以及作为高度离化的离子源。十多年来,已有几十篇专论赝火花放电的文章,多着重应用基础研究,而对理论机制研究较少^[1]。

赝火花放电装置的核心为中心开几毫米小孔的平行阴、阳极,相距几毫米。每个电极的背后有个套间组成空心电极,套间的底部正中也可以有小孔,作为电子束或离子束的通道。为了触发放电,常常采用电触发方式,即在两极间隙之内或之外加一触发电极,有时再加一个抑制电极。这些电极构成的赝火花室,连接一个抽真空和低压气源。触发电极加上弱电流快脉冲,以产生微弱的放电;阴、阳两极通往主回路,承受大能量、大峰值功率和大平均功率。回路的电压值、电容量及分布电感往往成为赝火花放电特性的限制因素^[2]。

根据帕邢定律,平行电极间的击穿电压为气压与极距乘积的函数。气体的击穿是气体中原子、分子被在高压场中运动的电子碰撞所电离的雪崩现象,可以理解为电子在强场中运动获得的能量已大于原子离化能时,它可以使被碰撞原子离化又生成一对电子和离子。由于载流子急剧倍增,使气体进入导通状态。一个电子在从阴极向阳极运动过程中,碰撞上原子的次数与极距成正比、与电子自由程成反比;而自由程与原子数密度,

* 教授 ** 博士 *** 硕士

即与气体压力成反比，因此气压与极距的乘积正比于原子被碰撞的次数。

原子的电离能为10伏量级，极间电压为 10^3 — 10^5 伏量级。在较高气压范围，如常压上下，如果一个电子在一个自由程中，从电场获得的动能小于这一电离能，就不足以在碰撞中使原子电离，它不但不能新增一个电子，反而使它的动能将损失一些给原子。因此任一碰撞次数对应于一个最低电压，才能使气体击穿。

在火花工作的气压和极距范围内，气压低、极距短，因此碰撞次数不多。即使电压很高但自由程太长，虽然电子在一个自由程中从电场获得的能量已经很大，终因碰撞次数不多，被电离的原子数和产生的电子数仍然不足以使气体击穿。在一定气压下要增加碰撞次数，必须拉长电子在强场中的行程。因此火花放电电子的行程采取在强场区的较长路径，即穿过中心孔。

图1提出一个火花放电中电极结构和放电路径的模型，电力线垂直于电场等位

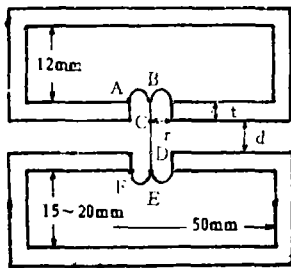


图1 火花放电电极和电力线模型

线，也就是电子采取的路径^[8]。其中极距 d 、电极中心孔半径 r 和电极材料的厚度 t 的大小相差不多。向为火花放电沿两极间的较长路径进行，在低气压下，电子自由程长，所以电子采取的路径越长时，碰撞的次数和离化产生的电子数就越多。因此孔中心的电子密度最大，使电子束具有良好的聚焦。在图中，电力线 $ABCDEF$ 可分为五段， AB 和 EF 各约为一半圆， $ABCDEF = AB + BC + CD + DE + EF = 2AB +$

$$2BC + CD \text{ 即 } d_{eff} = 3r + 2t + d.$$

为实验方便，建一可拆开的火花室，可以更换电极、变动极距、选择气体和调节气压。用惰性气体He、Ar和双原子分子气体 N_2 作为代表。气压在 $0.5 \sim 0.02 \text{ torr}$ 范围内， r 、 t 、 d 均为几毫米，在 $3 \sim 30$ 千伏高压下得到火花放电。

试验结果如图2、3、4表明，击穿电压 U_0 与气压和极距的乘积 pd 的关系曲线随 d 位移，说明 U_0 已经不是 pd 的简单函数，而分别是 p 和 d 二者的函数。图中也表示出，这些曲线与无孔电极间放电的曲线 $o-o$ 相比有很大位移。 $o-o$ 取自Max. J. Schoenhuber, 1969^[4]。

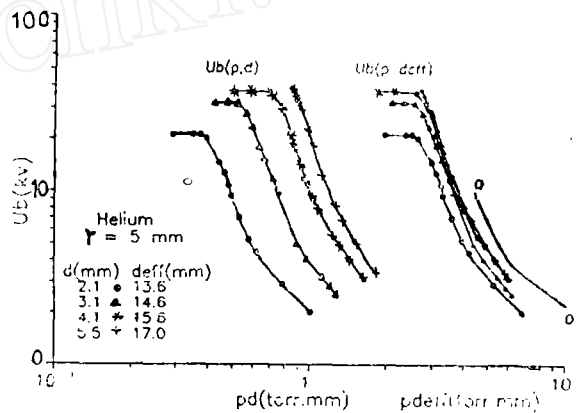


图2 氦气中火花击穿特性曲线

对He及 N_2 的实验， $r = 2.5 \text{ mm}$ ， $t = 2 \text{ mm}$ ， $d = 2.1 \sim 5.5 \text{ mm}$ 得
 $d_{eff} = 3 \times 2.5 + 2 \times 2 + d = 11.5 + d \text{ mm}$
 可以看出 d_{eff} 比 d 大得多，为 d 的3~6.5倍，是一个重要的修正，同时 d 还是起一定的作用，并不能忽略不计。将实验数据进一步处理，用 pd_{eff} 乘积对 U_0 重新画出曲线，也表示在图2、图3中。可以看出这两组曲线都分别十分靠近，表明 U_0 真正成了 pd_{eff} 乘积的函数。更值得注意的是，这两组曲线都分别与Schoenhuber所做的无孔极间放电的帕邢曲线 $o-o$ 几乎重合起来了。在火花放电中，火花产生于孔心，它的长度并不等于极距 d 。这一计算说明火花放电中，

用 d_{eff} 替代一般火花放电的极间距 d ，则帕邢定律仍然成立。

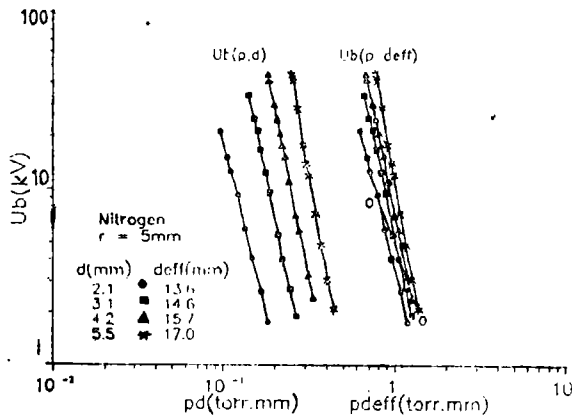


图3 氮气中火花击穿特性曲线

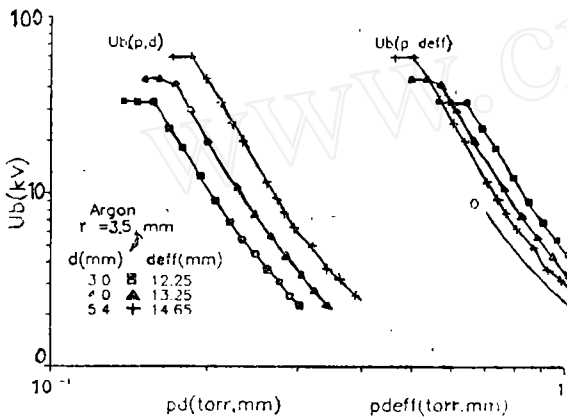


图4 氩气中火花击穿特性曲线

对于 Ar 的实验， $r = 1.75\text{mm}$ ， $t = 2\text{mm}$ ， $d = 3 \sim 5.4\text{mm}$ ，得
 $d_{eff} = 3 \times 1.75 + 2 \times 2 + d = 9.25 + d\text{mm}$
 d_{eff} 仍然高达 d 的 2~4 倍。同样用 pd_{eff} 乘积对 U ，重新画出曲线，也在图 4 中得到一组互相靠近的曲线，也和 Schoenhuber 的无孔极间放电的帕欣曲线 o-o 靠近。表明这一电力线模型给出的有效极距是合适的。

参考文献

- 1 Frank K and Christiansen J. The fundamentals of the pseudospark and its applications. IEEE Trans. Plasma Sci. 1989, 17(5).
- 2 林斌. 火花放电及其开关特性, 博士论文. 中国科学院力学研究所, 1991.
- 3 Boeuf J P and Pitchford L C. Pseudospark discharge via computer simulation. IEEE Trans. Plasma Sci., 1991, 19(2).
- 4 Schoenhuber M J. Breakdown of gases below Paschen minimum, basic design data of high-voltage equipment. IEEE Trans. Power Apparatus and System. 1969, PAS-83 (2).

(上接160页) $G = E_0 + PV$

可以求出体弹性模量，零温物态方程和自由能。 $V = k R^3$ 为原胞体积， k 为结构常数。对 LiH 进行计算得晶格常数为 $3.865a_0$ ，结合能为 218.82kcal/mol ，弹性模量为 353kbar 与实验值 ($3.86a_0$ ， 216.2kcal/mol ， 347kbar)，符合得很好。状态方程的计算与已有的实验值 (40kbar 以下) 也符合得很好。并预言在 0.85Mbar 附近将产生由 NaCl 结构至 CsCl 结构的相变，是过去未得到的结果。

氯化锂高压状态方程的实验研究 我们利用二级轻气炮作为加载手段，测量得到

LiH 材料在 $17\text{--}40\text{GPa}$ 压力范围内的 Hugoniot 曲线。我们首次将轴对称磁探针方法 (ASM) 运用到小口径二级轻气炮加载条件下测量冲击波速度，测量精度约 3%。根据测得的 Hugoniot 曲线，用传统解析方法，我们标定了氯化锂零温状态方程，并与离子重叠-压缩模型变分计算结果作了比较。从离子晶体微观结构出发提出晶体作用势模型，再用实验 Hugoniot 数据确定其中的特性参数，确定材料高压状态方程，并反过来认识高压下晶体中离子间相互作用的规律。分析结果表明，高压下离子压缩效应具有客观性。