

多步雪崩室高计数率击穿的一种可能解释

张良生

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

多步雪崩室在高计数率下发生气体击穿,可能是氩的亚稳态积聚于阳极丝顶部“耗尽区”、达到一定浓度后引起一种电荷增殖过程迅猛发展所致. 计算与国外新近实验结果令人满意地一致.

一、实验事实

文献[1]报道了“选通多步雪崩室”(图1(a))在高计数率下运行时,气体击穿电压与计数率有关的现象(图1(b)),主要事实如下:

1. 使“门”常开,并增加单位面积的计数率 R , 则有: (1) 击穿电压大体上随“ $\ln R$ ”线

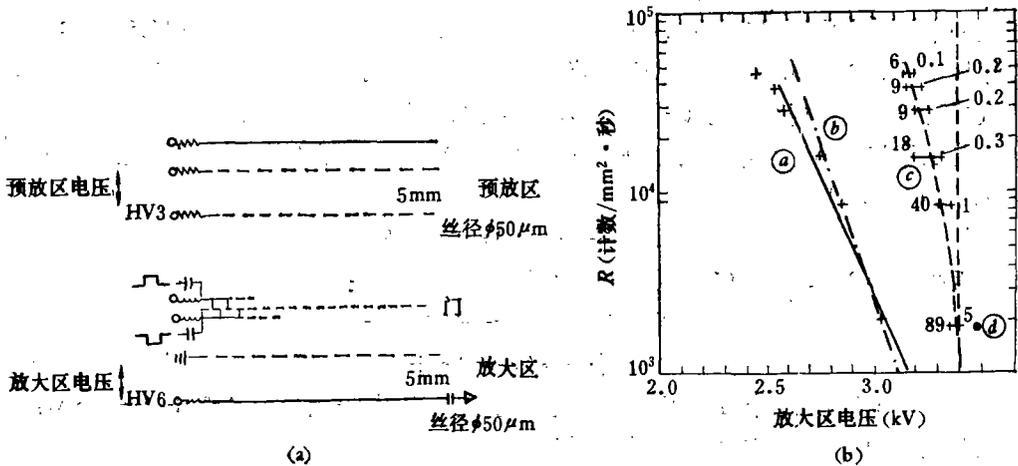


图1 选通多步雪崩室结构与击穿电压的计数率相关现象^[1]

- (a) 选通多步雪崩室结构
- (b) 固定预放区电压、8keV 光子入射、击穿电压与入射通量的关系
 - Ⓐ——未校“微观堆迭”偏离的“Open”线;
 - Ⓑ——校正“微观堆迭”的“Open”线(作者所加)
 - Ⓒ——“Gated”线;
 - Ⓓ ● 对 $f = 5\%$ 进行校正后的位置(作者所加)

性地下降(图 1(b) 中实线 ②); (2) 实验点仍有越往低电压方向越显著地偏离直线 ② 的趋势。

2. “选通”运行、即以宽度为 T 的开门信号有选择地开门, 则: (1) 当 $T = 30\text{ns}$, 且开门频率(以 f 表示)很低时, 击穿电压比“常开”要高 300—500 伏, 增益相应高两个数量级; (2) 开门频率的高低对击穿电压影响并不显著(见图 1(b) 中虚线 ③ 上的短横杠, 所标数字即 f);

$$f\% = \frac{\text{被选择粒子的计数率}^1}{\text{总计数率}};$$

3. 使“预放”区电压保持在 3.4kV, 一旦“放大”区电压升至 3.4kV, 无论计数率高或低都将发生击穿(图 1(b) 3.4kV 处垂直的虚线)。文献 [1] 认为这是“直接击穿”。

文献 [1] 给出的解释为: 门常开时, 高计数率下的正离子积累在阴极附近, 造成了表面强电场, 从而引起阴极二次发射并导致击穿; 选通运行时, 正离子大部分被阻挡在中途, 不会达到阴极造成严重积累, 故击穿电压可高许多。文献 [1] 没有给出定量的计算。

二、机 制

作者通过“雪崩横向扩展”的测量认为^[2], 多步雪崩室预放区可能既有电子碰撞气体分子引起的“电子雪崩”, 又有氩的亚稳态 Ar^m 放出光子使淬灭蒸汽分子电离的“光子雪崩”。

计算表明, 选通多步雪崩室 HV_3 及 HV_6 丝顶部的场强可达 $12\text{V}/\mu\text{m}$, 故雪崩次级电子在一个平均自由程 ($1-2\mu\text{m}$) 中获得的能量足以把氩激发至亚稳态 (11.55eV); 并有根据地认为, $12\text{V}/\mu\text{m}$ 的场强还不足以使氩大量地电离²⁾。故在 HV_3 和 HV_6 丝顶部, Ar^m 的数目可能比离子对数多得多; 这也可从文献 [3] 的图 1 得到证明。

若工作气体中存在中性丙酮分子 (以 B 表示), Ar^m 退激发的主要通道是彭宁 (Penning) 过程 [4, 5]:



即使丙酮只含 2%, 反应 (1) 的速率也比反应 (2) 高得多:



由于反应 (2) 须三个粒子相遇才发生, 故反应几率很小; 而反应 $\text{Ar}^m + \text{Ar} \longrightarrow \text{Ar}_2^*$ 很难同时满足动量、能量守恒, 故不太容易发生。

雪崩必须靠光子 $h\nu$ 的媒介才能穿过 HV_3 层传输^[6]。

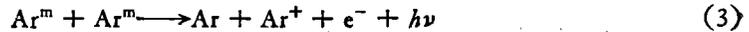
Ar^m 是电中性的, 不受电场作用, 而扩散又慢, 会滞留在 HV_3 和 HV_6 丝附近。尤其在 HV_6 丝顶部电场很强、总增益很大, 高计数率下形成的大量 Ar^m 有可能经过反应 (1) 把该处某个小区域内的中性丙酮分子“耗尽”(称“耗尽区”); 接着在耗尽区内主要反应 (1) 就停止, 从而使亚稳态更容易积累起来; 此时在耗尽区内反应 (2) 就占主要地位。标准状态氩气中一个氩原子平均经过大约 0.25ns 发生一次碰撞, 估计完成耗尽过程的时间与门

1) 若计数率恒定, $f\%$ 等于开门信号的“占空比”; 为简便起见, 今后用 f 代表 $f\%$ 。

2) 见本文: “三、解释”的 1; 氩的电离电位为 15.75eV 。

宽 $T = 30\text{ns}$ 可比拟。

Ar^m 的浓度增高后, 下述反应越来越重要^[7]:



e^- 与 $h\nu$ 带的总能量接近 7.35eV , 由于二者间的能量分配, 能谱都是连续的。电子受 HV_6 丝附近强电场的作用再电离别的原子; 4.2eV 以上的光子又可能使 Ar^m 电离: $\text{Ar}^m + h\nu \longrightarrow \text{Ar}^+ + e^-$; 于是使耗尽区内总电荷量以大于 1 的增殖系数倍增。反应 (3) 的速率与 Ar^m 浓度 n 的平方成正比。所以一种可能性是: 耗尽区的形成加速了 Ar^m 的积累; 到 n 超过临界值 n_c 后, 又通过反应 (3) 触发上述电荷倍增过程迅猛发展造成击穿; 后面算得的 τ 反映了耗尽过程 (反应 (1)) 的速率。

反应 (2) 形成的二聚体 (dimer) Ar_2^* , 又分 1_u 、 0_u^+ 、 0_u^- 三个态^[8]; 0_u^+ 态寿命太短 (4.2ns), 积累不起来; 0_u^- 的退激发被禁戒, 不能进行反应 (2'); 1_u 态寿命较长: $\tau = 3.2 \pm 0.3\mu\text{s}$ ^[8], 数量又比较多, 可能起了关键作用。

后面计算表明, 依据选通多步雪崩室的数据推算耗尽区内亚稳态总数 (把 Ar_2^* 拼到 Ar^m 中考虑)¹⁾ 衰减的平均寿命 τ (经校正) 为 $2.78 \pm 0.49\mu\text{s}$, 恰与 1_u 态寿命相符, 故怀疑还有一种 1_u 态引起的尚未明了的电荷增殖过程: 当 1_u 态的浓度超过临界值后, 引起这个过程迅猛发展造成击穿。

三、解 释

1. 作者认为, “直接击穿”并非由于电子直接电离大量氩原子, 而是 Ar^m 积累的一种特例。因为, 当放大区与预放区都是 3.4kV , HV_3 丝顶部的场强不会低于 HV_6 丝顶部; 若 HV_6 丝顶部击穿是由于电场加速电子造成大量电离, 则 HV_3 丝顶部也将如此。事实是预放区一直加 3.4kV , 并未击穿。所以最可能的解释是: 在 HV_6 丝顶部, 由于到 3.4kV 总增益足够高, 以至一次雪崩就在该处积累足够多的 Ar^m , 形成耗尽区并触发电荷倍增过程造成击穿。

假定“耗尽区”是在 HV_6 丝顶部平均长 1.4mm 、宽 $15\mu\text{m}$ 、厚 $3\mu\text{m}$ ²⁾ 的小区域内, 其中大约有 3.4×10^{10} 个丙酮分子, 1.7×10^{12} 个氩原子。当放大区为 3.4kV , 由增益曲线 (文献 [1] 图 2) 估算出一次雪崩产生的次级电子数为 3.5×10^{10} , 而 Ar^m 的数目可达到丙酮分子的 5 倍以上, 可见“耗尽区”的设想是有根据的。相应地, Ar^m 的浓度将超过 10%, 故可能触发迅猛的电荷增殖过程。

2. 假定耗尽区内亚稳态平均浓度为 n , 由于它们一面由雪崩不断产生, 一面本身在衰减, 故 n 的时间变化率为³⁾:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha' \cdot R \cdot \frac{E}{W} \cdot M_1 \cdot e^{V/K} - \lambda n \quad (4)$$

1) 以后凡一般地提“亚稳态”都是这样合起来考虑。

2) 据文献 [1], 放大区雪崩横向扩展的 $\sigma = 700\mu\text{m}$, 取 2σ 作为长度; 宽度相当于电力线最密集的区域; 厚度约电子平均自由程的两倍。

3) 亚稳态在 HV_6 丝顶部也有积累效应, 但它最终只提供一个恒定常数, 可以拼入 α' ; 所以将只考虑进行在 HV_6 丝顶部的过程。

其中, α' 是与室结构有关的常数; E 是入射光子能量; W 是每产生一个离子对平均所需能量; M_1 是预放区增益; $e^{V/K}$ 是放大区增益, V 为放大区电压, 若 V 不太低, K 接近于常数; $\lambda \left(= \frac{1}{\tau} \right)$ 衰减常数, τ 为平均寿命(假定有). 解方程(4), 由初始条件 $n|_{t=0} = 0$ 定积分常数, 并令 $\alpha = \alpha' \cdot \frac{E}{W} \cdot M_1$, 得:

$$n = \alpha R \tau e^{V/K} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (5)$$

这是基本表达式, t 表示积累的时间.

(1) 常开: $e^{-t/\tau}|_{t \rightarrow \infty} \rightarrow 0$, 则:

$$n_o = \alpha R_o \tau e^{V_o/K} \quad (6)$$

下标“o”表示常开 (Open).

假定存在临界浓度 n_c , 达到 n_c 就造成击穿. 图 1(b) 实线 ④ 表示常开运行的击穿电压变化趋势, 假定各点都是 $n = n_c$; 以 R_{o1} 表常开第 1 点的计数率, 余类推; 则: $n_c = \alpha R_{o1} \tau e^{V_{o1}/K}$, $n_c = \alpha R_{o2} \tau e^{V_{o2}/K}$; 由此得 ④ 线斜率:

$$\frac{V_{o2} - V_{o1}}{\ln \frac{R_{o1}}{R_{o2}}} = K_o \quad (7)$$

K_o 表示参数 K 对应于常开电压的值. 由 ④ 线得

$$\left. \frac{V_{o2} - V_{o1}}{\ln \frac{R_{o1}}{R_{o2}}} \right|_{\text{未修正}} = 162.7 \text{ (伏)};$$

从增益曲线得 K 的实验值 $K_o = \frac{V_{o2} - V_{o1}}{\ln \frac{M_{o2}}{M_{o1}}} = 130.5 \text{ (伏)}$, 两者相差不远.

(2) “微观堆迭”效应: 方程(4)只是描述 n 变化的平滑过程, 不描述瞬态现象, 如“直接击穿”、“微观堆迭”等. 前面提到, 实验点仍有越往低电压方向越显著地偏离直线 ④ 的趋势, 认为是“微观堆迭”所引起: 随着 R 的上升, 有越来越大的几率出现, τ 时间间隔内形成了两个、三个甚至更多个雪崩, 它们堆迭起来一下子就使 $n > n_c$; R 低时虽也会有这种情况, 但偶而一两次也许不造成明显后果, 堆迭次数多了势必使击穿电压降低. 例如, 常开最高点 $R = 4.3 \times 10^4 / \text{mm}^2 \cdot \text{秒}$; 估计在一固定地点平均承担 $0.5 \times 1.4 = 0.7 \text{ mm}^2$ 的雪崩^①, 故 $\tau = 2.78 \mu\text{s}$ 内平均有 $\bar{N} = 8.37 \times 10^{-2}$ 个雪崩; 假定满足泊松分布: $P(N) = \frac{(\bar{N})^N}{N!} e^{-\bar{N}}$, 算得 τ 间隔内形成三个雪崩(称为“三堆迭”)的几率 $P(3) = 9.02 \times 10^{-5}$, 或一秒钟内大约发生 32 次. 从图 1(b) 实线 ④ 上各点可见, 下面 R 小的各点只是随 R 增加缓慢地往低压方向偏, 认为是“二堆迭”的几率逐渐增加所致; 从第二点至最高点的偏离显著增大, 认为是“三堆迭”所致; R 再增加, “微观堆迭”的影响可能就很严重了. 为了校正“微

观堆迭”偏离, 取最下面两个点连线(点划线 ⑤); 算得 ⑤ 线斜率为 $\left. \frac{V_{o6} - V_{o5}}{\ln \frac{R_{o5}}{R_{o6}}} \right|_{\text{修正}} = 127.1$

① 每根丝两边各半个丝距, 共 0.5mm; 长度取雪崩横向扩展的 $2\sigma = 1.4\text{mm}$.

伏,与 $K_0 = 130.5$ 伏非常接近。

选通运行时, T 比 τ 小两个数量级, T 间隔内的平均雪崩次数 \bar{N} 也小两个数量级, 微观堆迭效应显示不出来。

3. 对选通运行情况, (5) 式中 t 要以 T 代入, 由于 $T \ll \tau^D$, 得:

$$n_g = \alpha R_g T e^{V_g/K} \quad (8)$$

下标“g”表示选通 (Gated)。

(1) 在相同计数率 ($R_o = R_g$) 下比较 (6) 式和 (8) 式, n_c 相同: $\alpha R_o \tau e^{V_o/K} = \alpha R_g T e^{V_g/K}$, 算得选通方式使增益提高的倍数:

$$\frac{M_g}{M_o} = \frac{e^{V_g/K}}{e^{V_o/K}} = \frac{\tau}{T} \quad (9)$$

计算与实验的比较列于表 1, 表中第 6 列是由于“直接击穿”压低了 M_g , 故偏小很多。

表 1 选通方式使增益提高的倍数, 计算与实验比较

比较		实验点						平均**	
		1	2	3	4	5	6		
实验值	未校正*	$\frac{M_g}{M_o}$	330	250	169	87	64	24	200±111
	经校正*	$\frac{M_g}{M_{oc}}$	76.6	108	78.6	69.2	64	24	79.2±17.1
计算值	$\frac{\tau}{T}$	$\tau = 3.2 \mu s []$							107

* 只指对“微观堆迭”偏离作校正; M_{oc} 是从点划线④得到的增益。

** 第 6 列未取。

由表 1 中 $\frac{M_g}{M_o}$ 与 $\frac{M_g}{M_{oc}}$ 的平均值分别推算 τ 值(按(9)式), 得 $\tau_{未校} = 6.0 \pm 3.7 \mu s$; $\tau_{校} = 2.64 \pm 0.57 \mu s$ 。 $\tau_{校}$ 恰好与 1_n 态平均寿命 $3.2 \pm 0.3 \mu s^{[8]}$ 在误差范围内相符, 比氩的气体闪烁时间常数

$1.5 \mu s^{[9]}$ 略大。

(2) 从 (8) 式可得, 对选通情况, 图 1(b) 虚线③的斜率也应等于 K 。按③线上高处的 5 个短横杠的趋势连线, 求得斜率大约为 110—120 伏; 从增益曲线求得与选通电压相对应的 K 值: $K_g = 113$ 伏, 可见相当一致。

(3) 开门频率 (f) 的影响

引进“残余浓度” n_r , 表示在开门信号的前沿, 由先前的亚稳态衰减而残剩的浓

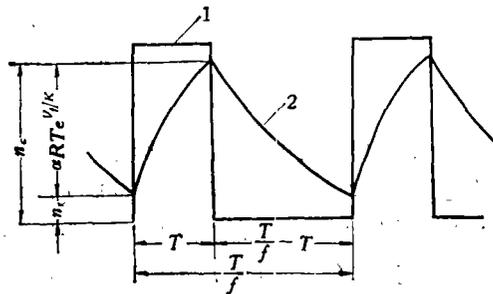


图 2 残余浓度 n_r 的示意图

- 1 开门信号
- 2 亚稳态浓度变化(期待值)

1) 见后面计算结果。

度的期待值;经一定时间后, n_r 应达到平衡(图 2):

$$n_r = (n_r + \alpha RT e^{V_f/K}) e^{-(\frac{T}{\tau} - T)/\tau}$$

当 R 很高时, 括号中 n_r 可忽略, 击穿条件为:

$$\begin{aligned} n_c &= \alpha RT e^{V_f/K} + \alpha RT e^{V_f/K} e^{-(\frac{T}{\tau} - T)/\tau} \\ &= \alpha RT e^{V_f/K} (1 + e^{-(\frac{1-f}{\tau})T/\tau}) \end{aligned} \quad (10)$$

当 f 很小时, 开门信号相距很远, n_r 可忽略, 由 (8) 式得击穿条件为:

$$n_c = \alpha RT e^{V_{fA}/K} \quad (11)$$

在同样 R 下比较 (10) 与 (11) 式, 得:

$$\Delta V = V_{fA} - V_f = K \ln(1 + e^{-(\frac{1-f}{\tau})T/\tau}) \quad (12)$$

把对应于选通的参数值 $K_g = 113$ 伏及推算得的 $\tau_{\text{数I}} = 2.64 \mu\text{s}$ 代入 (12) 式算得 $(\Delta V)_{\#}$, 再与从图 1(b) 查得的实验值比较, 列于表 2.

表 2 开门频率 f 对击穿电压的影响, 计算与实验比较

短横杠 比较	1	2	3	4	5
$(\Delta V)_{\#}$	60	100	50	100	50
$(\Delta V)_{\#}$	68.7	72	72	75.5	77.4-31.8*=45.6

* 由于右端 $f = 1\%$ 已有显著影响, 故按 (12) 式进行校正.

必须指出, (11) 式指 $f \rightarrow 0$ 的极限情况, 第 5、6 横杠右端 $f = 1\%$ 与 5% 都已造成显著偏离. 对 $f = 1\%$ 进行校正, 再查增益求平均, 得第二次校正的 $\tau_{\text{数II}} = 2.78 \pm 0.49 \mu\text{s}$; 对 $f = 5\%$ 进行校正, 得知该点还应右移 66.8 伏, 几乎就在按上面 5 个横杠连线的延长线上(图 1(b) ②点).

计算与实验虽仅达到这种程度的一致性, 还是令人满意的, 这似乎是亚稳态积累机制的成功之处, 因为至今作者未发现文献上报道这方面的详细机制与定量解释.

四、推 测

1. 公式 (9) 提供了对此解释进行检验的方便途径: 若 τ 确由 1_s 态决定, 可换惰性气体作检验; 若 τ 取决于耗尽过程(反应 (1)) 进行的速率, 可改变淬灭蒸汽的种类及浓度检验; 以上两点办法还可检验是否由于正离子积累.

2. 按公式 (5), 门宽 T 超过 $2\tau \approx 5 \mu\text{s}$ 后, 选通方式就不能提高击穿电压与增益.

3. “微观堆迭”的影响严重出现时, 计数率或许已接近固有的上限, 此时再要提高计数率可能得换工作气体或改变室结构.

本工作在导师张文裕教授的精心指导下进行.

参 考 文 献

[1] G. Charpak et al., *Nucl. Instr. Meth.*, 178(1980), 11.

- [2] 张良生, 高能物理与核物理, 5(1981), 631.
 [3] H. Sipilä, IEEE NS-26, No. 1 PAPT 1(1979), 181.
 [4] J. R. Hubbard, Nucl. Instr. Meth., 176(1980), 233.
 [5] S. Kubota, Phys. Rev., 165(1968), 225.
 [6] G. Charpak et al., Nucl. Instr. Meth., 181 No. 1(1979), 79.
 [7] M. A. Biondi, Phys. Rev., 83(1952), 660.
 [8] J. W. Keto, Phys. Rev. Lett., 33(1974), 1365.
 [9] J. Sequinot et al., Nucl. Instr. Meth., 142(1977), 377.

A POSSIBLE EXPLANATION OF RATE-DEPENDENT BREAKDOWN PHENOMENA FOR HIGH FLUX OPERATION OF GMSC

ZHANG LIANG-SHENG

(Institute of High Energy Physics, Academy Sinica)

ABSTRACT

The reason of the rate-dependent breakdown phenomena for high flux operation of GMSC, is probably due to the argons' metastable states Ar^m , and Lu or Ou^- states of Ar_2^* , accumulating in "depletion region" on the anode wire HV_0 , and raising a rapid charge generation process in high concentration region of Ar^m and Ar_2^* . Our calculation is in accord with experiment.