

# 计数管

中国科学院原子能研究所编

科学出版社



# 計 数 管

中国科学院原子能研究所編

科 学 出 版 社

## 内 容 简 介

本书向读者介绍了各种类型的计数管，尤其着重介绍最常用的盖革计数管及卤素计数管的制备和性能。在盖革计数管一章中，叙述了盖革管的工作原理、结构、使用时的电路条件和用时应注意的事项等。在卤素管一章中则分别详细地介绍卤素管的制备方法和管子的性能，也介绍了强流管的性能。

本书内容浅近易懂，对参加原子能事业的实际工作者很有用，可供我国参加和平利用原子能事业的广大科学技术干部阅读，也可供对原子能学科感兴趣的一般读者阅读。

## 计 数 管

---

编 者	中国科学院原子能研究所
出版者	科 学 出 版 社 北京朝阳门大街117号 北京市书刊出版业营业登记证出字第061号
印刷者	中国科学院印刷厂
总 经 售	新 华 书 店

---

1960年1月第一版	书号：2052 字数：85,000
1960年1月第一次印刷	开本：850×1168 1/32
(京) 0001—9,000	印张：3 5/16

定价：0.50 元

# 目 录

前言.....	1
第一章 盖革有机计数管.....	2
§ 1 盖革有机计数管的工作原理.....	2
§ 2 设计盖革有机计数管应考虑的问题.....	3
§ 3 有机计数管在真空系统上应注意的问题.....	4
§ 4 钟罩形 $\beta$ 管的结构.....	5
§ 5 检验及性能.....	6
5.1 坪, 5.2 死时间, 5.3 温度效应, 5.4 稳定性, 5.5 寿命, 5.6 本底,	
§ 6 有关 $\beta$ 计数管的几点经验.....	12
§ 7 吹气式的计数管.....	13
§ 8 使用电路条件.....	15
8.1 记录电路, 8.2 猝灭电路, 8.3 高压电源, 8.4 连续放电, 光感与最大	
计数率, 8.5 利用 $\beta$ 射线吸收法测量云母窗厚度, 8.6 有机及卤素计数管	
的使用说明,	
第二章 卤素管的制备和性能.....	31
§ 1 导言.....	31
§ 2 卤素管及强流管的制备.....	33
2.1 材料的处理, 2.2 充制方法, 2.3 结果,	
§ 3 卤素管的性能.....	40
3.1 卤素计数管的阈压, 3.2 每个脉冲的电量, 3.3 死时间, 3.4 坪曲线特	
性, 3.5 放电的传播及发光现象, 3.6 振荡, 3.7 结论,	
§ 4 强流管的性能.....	68
4.1 强流管的放电特性, 4.2 强流管的电流特性及其与计数特性的联系,	
4.3 强流管的量程, 4.4 强流管的最大电流, 4.5 在设计和使用强流管中	
的一些考虑, 4.6 结论,	
附录.....	88
§ 1 有关公式之推演.....	88

1.1 气体放大系数与阈压。 1.2 空间电荷对气体放大的影响。 1.3 电子被俘获的几率与计数损失。

§ 2 卤素 $\beta$ 管 .....	97
§ 3 稳压管 .....	98
§ 4 各种盖革有机计数管 .....	99

## 前 言

在 1958 年大跃进的基础上,为了广泛地开展和平利用原子能的事业,中国科学院原子能研究所从事于盖革计数管工作的同志,破除了迷信,将有关盖革管的部分工作整理出来,写成本书。

本书共分两部分。在第一部分中,除了必要的一些基本方法及资料外,多数材料是原始的。在制造工艺方面,我们着重介绍那些不需要特殊设备与条件的方法,以利推广;至于把近代电真空技术引用到计数管工艺中来,凡是有条件的单位均可自行解决,故书中一概略去不谈。计数管的性能鉴定,还与测试条件、特别是电子学电路的特性有关,为此,我们对使用条件及电子学电路的特性及其测试方法的介绍也给以一定的篇幅,希望不仅对制造者有所帮助,而且对使用者也能提供一些数据。

卤素计数管是一种实用价值很高的探测元件,在一般测量仪器中已有取代有机猝灭计数管之势。它的特性、放电过程及制造方法与普通的有机猝灭计数管都有所不同,而了解这些特点,对于使用与制造这些计数管均有很大的好处,因此,我们把根据本实验室的工作在 1955 年底写成的“卤素计数管和强流管的制备及其放电机构的研究”一文作为本书的第二部分及附录。这里我们全按原著发表,至于 1955 年以后的工作及文献资料,一概不再补充或引证。值得提一下的是,正如文中所讨论的,在卤素管中,空间电荷的猝灭作用已并不是必不可少的,所以完全可以摆脱一般计数管中对阴极和阳极形状及大小的制限,而制造出各种特殊形状及用途的计数管。

我们的工作还只是开始,不论对计数管应用的条件或计数管内在规律,都还缺乏系统与深入的研究。因此,本书不免存在着很多缺点和不妥之处,希同志们提出批评。

## 第一章 盖革有机计数管

### §1. 盖革有机计数管的工作原理<sup>(1)</sup>

盖革有机计数管是气体电离探测器的一种，最常用的形式是充以惰性气体（氩气）、附加少量猝灭气体（有机蒸气）之同轴圆柱的二极管。两极间所加电压为千伏上下。

电离辐射进入管内，在气体中产生电子。电子在电场作用下向丝极（阳极）加速，接近丝极时，由于强电场作用，使得电子与气体分子碰撞，平均每两次之间获得的能量大于或等于管中气体分子的电离电位时，这时有可能与管内气体分子产生碰撞电离，从而产生电子雪崩。借放电中产生的光子作用，放电沿着整根丝极传播，直至正离子鞘形成降低丝极附近的电场至不能产生碰撞电离（空间电荷猝灭）为止。每次放电終了，电子全部已到达丝极，而正离子仍停留在原始位置（以上两点，都是极端近似的说法）。在电场的作用下，正离子鞘向阴极运动，这时丝极电压相应地产生变化脉冲，借助电子学仪器将脉冲记录下来，由此得知所探测的辐射数目。

随着正离子的运动，丝极附近的电场相应地恢复。当正离子鞘运动到临界距离（开始产生碰撞电离的距离，此距离是由电场强度与充气压力比值的函数）时，又能使辐射产生的电子与气体分子发生碰撞电离，于是重复上一过程，进入正常工作状态。停止工作所经历的时间称为计数管的死时间，一般约几十至二、三百微秒。具体数值由计数管的几何形状、充气成分、压力、作用电压等所决定。

在放电过程中，猝灭气体主要起着猝灭正离子在阴极附近产生电子的作用。与电子雪崩的同时，还产生了大量的光子。光子

被猝灭气体吸收产生光电子(猝灭气体在放电过程中产生分解也是可能的)。在电场作用下,电子被加速,引起新的雪崩,如此继续下去,引起放电传播<sup>[2]</sup>。整个过程是在丝极附近<sup>[3]</sup>发生的,因此放电沿着丝极传播。由于充气主要是惰性气体,鞘中绝大部分则为惰性气体的正离子。惰性气体的正离子在向阴极运动途中,由于电荷交换,与猝灭气体分子发生碰撞时,夺取猝灭气体分子中的电子而自己形成中性原子(由于能量关系,逆过程不可能发生)。因此到达阴极的几乎全是猝灭气体的正离子,猝灭气体的正离子在阴极附近中和而自行分解——超前分解,不产生次级电子引起乱真计数——自猝灭。事实上,这种猝灭不是绝对的,惰性气体正离子仍有一定机会在阴极附近中和,产生次级电子引起乱真计数,乱真计数与每次放电电荷量成正比。乱真计数的存在,使计数管的“坪”短而斜,甚至严重到根本没坪的存在。

由于放电中光子及空间电荷的作用,盖革计数管每次放电的脉冲高度与电离辐射的初始电离无关(与计数管阳极有效长度有关),脉冲高度高而整齐。因此盖革管配用的电子学线路要求简单。对探测带电辐射( $\beta$ 、 $\alpha$ 等),效率约100%;而探测 $\gamma$ 辐射,则视其能量而定,一般对 $\gamma$ 的计数效率约1%。

随着计数管的使用,管中有机气体不断地分解<sup>[4]</sup>成非猝灭气体或有害气体,从而限制了计数管的使用寿命,有机计数管的使用寿命约在 $10^7$ — $10^9$ 次计数。

有机计数管制造与使用方便,是最大优点,寿命的限制仅为美中不足。

## §2. 设计盖革有机计数管应考虑的问题

几何大小 计数管在一定充气条件下,某一确定的阳极半径与阴极半径之比,对应有一最好的坪曲线<sup>[5]</sup>。最常用的阳极半径与阴极半径之比为1/200。

计数管的有效长度(阳极的长度),下限等于或略大于其阴极的直径,上限由其需要决定。



**套管問題** 在計數管阳极两端常套上玻璃套管，此套管能確保計數管的性能。套管伸入阴极內的长度为阴极直径的  $\frac{2}{3}$  时較为适宜，套管粗細問題不大，一般用 2 至 3 毫米（卤素計數管一般采用 3 毫米粗細）的套管性能較好为适宜。

套管通向阳极的一端，应事先用玻璃吹灯烧圓。阳极細絲和阳极引綫点焊处，必須藏在套管內，此点距套管端約为 5 到 15 毫米远。計數管尾巴一端，阳极末端应確保烧在玻璃套管內，絕對禁止露在套管外面。这里所指各点，都是为了免除計數管工作时产生尖端放电，影响計數管的性能。

### §3. 有机計數管在真空系統上应注意的問題

**真空系統** 有机計數管采用的真空系統如图 1.1.

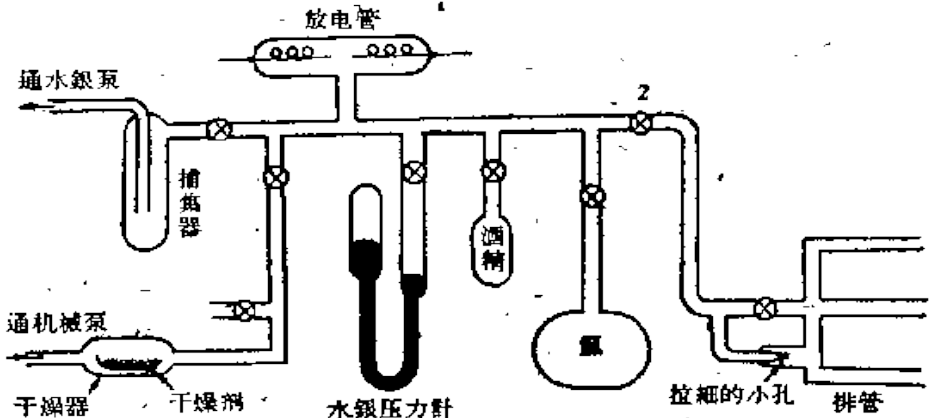


图 1.1 有机計數管的真空系統

有两点值得說明：1. 有机  $\beta$  管与有机  $\gamma$  管的真空系統区别在于排管的支架处： $\gamma$  管的排管被电炉底盘支持； $\beta$  管的排管被木橙支持。2. 图上排管前拉細的小孔（直径 0.2 毫米），是为了使  $\beta$  計數管在抽气时免除管内压力的突然降低致使其云母窗破裂而做的装置。当管内压力已降至 0.1 毫米汞柱时，打开活門 1 进行排气。

**烘烤** 为了除去水汽，在充气之先，計數管需要在真空中边抽气边烘烤（ $\beta$  管不烤，而将抽气時間拉长），烘烤温度为 200—250°C，時間 4—2 小时。

**檢漏** 充气之先,必須检查所充气体是否漏气. 检查方法:一是看有机蒸汽的饱和蒸汽压;一是用高频检漏器看放电颜色. 充气时先充有机气体到指定压力,然后关掉开关 2,抽掉系統内剩余的有机气体,然后再充氩气至指定压力,再开活門 2,这时压力降低,再加充氩气至指定压力,关掉活門 2,过半小时后即可进行測量.

**充气压力** 对不同几何大小的計数管要得到良好的性能,要求充气总压力不同. 例如我們做了五种几何大小的管子,充气总压力各不相同,而得到良好性能,部分数据見下表.

表 1.1 几何大小与充气关系

阴极直径 (毫米)	阳极直径 (毫米)	充气成分, 比例	总压力 (毫米汞柱)	坪曲綫 (伏)	坪斜 %/伏
350	0.125	二甲氧基縮甲醛, 氩; 1.5:8.5	8	≥300	≤4
300	0.125	二甲氧基縮甲醛, 氩; 1.5:8.5	8	≥300	≤4
200	0.100	二甲氧基縮甲醛, 氩; 1.5:8.5	10	≥300	≤4
150	0.075	二甲氧基縮甲醛, 氩; 1.5:8.5	10	≥300	≤4
100	0.050	二甲氧基縮甲醛, 氩; 1.5:8.5	15	≥300	≤4
280	0.125	酒精, 氩; 1:9	12	≥300	≤4
200	0.100	酒精, 氩; 1:9	18	≥300	≤4
280	0.125	戊烷, 氩; 0.8:9.2	100	≥300	≤4
200	0.100	戊烷, 氩; 1.3:8.7	100	≥300	≤4
280	0.125	乙醚, 氩; 1:9	100	≥300	≤4
200	0.100	乙醚, 氩; 1:9	100	≥300	≤4
100	0.050	乙醚, 氩; 1:9	100	≥300	≤4

表内所采用主要原料如下:

- (1) 玻璃和鎢絲全系国产.
- (2) 氩气純度为 99.9%, 国内已有生产. 其純度是否須要这样高, 尙待試驗.
- (3) 石油醚为北京化学試剂研究所出产的分析純.

做計数管时,如果切实地按照以上几点要求(卤素管特殊要求見第二章)去做,就能做出性能良好的盖革有机計数管.

#### §4. 鐘罩形 β 管的結構

我們不打算对各种形式与种类的盖革有机計数管一一介紹. 常用几何大小(β 与 γ 管都适用)的有机計数管已列表于上. 現在

只拟介绍一下金属钟罩形β管<sup>[6]</sup>。

经过多次试验,采用如图 1.2 的结构。

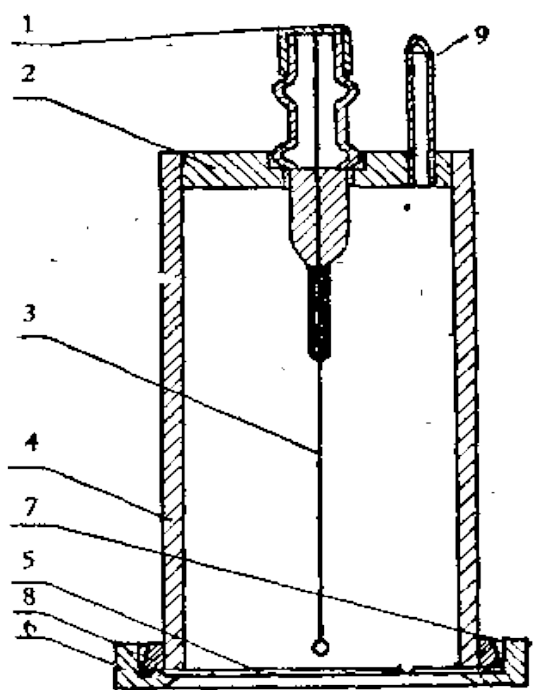


图 1.2 定型β管的结构

1—铜帽; 2,4—黄铜阴极,内直径 28 毫米、长 50 毫米; 3—阳极,直径为 0.125 的钨丝; 5—云母窗,厚为 3—5 毫克/平方厘米; 6—黄铜底盘,内直径 38 毫米; 7—阿拉地 I 胶<sup>[11]</sup>; 8—法兰盘,外直径 37.5 毫米; 9—抽气管,直径为 3 毫米的紫铜管。2 和 4; 4 和 8 交接处用银焊,其余封处均用阿拉地 I 胶封接。

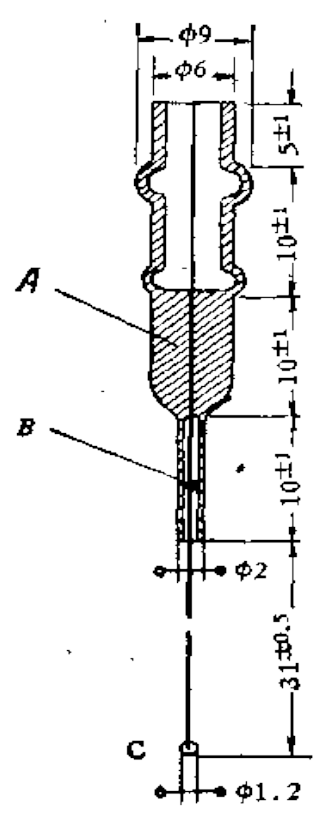


图 1.3 玻璃绝缘子

A—玻璃实心; B—点焊处; C—玻璃珠,在未抽气时它的底部距云母窗 3 毫米。

### §5. 检验及性能

盖革计数管的检验一般为:1. 坪, 2. 死时间, 3. 温度效应, 4. 稳定性, 5. 寿命, 6. 本底等六部分; 其中测量坪曲线是每只管子必须经过的工序,也是最后检验产品是否合格的标准。检验常用的仪器是定标器。它主要由电源、前级、定标与机械计数器及高压等四部分构成,图 1.4 表示国产 64 定标器的仪面图。测量之前,要先对定标器本身进行检查。主要检查定标是否正常,高压是否漏电而

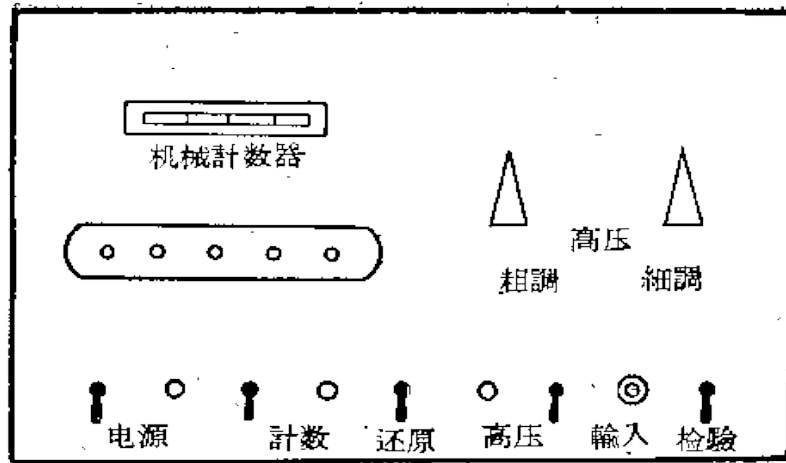


图 1.4 定标器仪面图

引起假计数。定期对高压电压用静电计进行校正。

另外，在测量坪曲线时，高压应从零逐步升高，避免因电压过高而致使计数管进入连续放电而缩短计数管的使用寿命。如果发现计数管连续放电，应立即降低高压，使放电停止。

测量计数管的坪曲线时应蔽光。

**5.1 坪** 测坪时，先还原使所有计数管熄灭；然后打开计数开关，调节高压粗细旋扭，一直调到开始计数，这个电压就算起始电压（其实，此电压略高于起始电压），再逐步升高电压，进行计数。

测坪应按放射源的强弱，把管子放在适当距离，固定在支架上，测 $\gamma$ 管时，射线源（ $\gamma$ 源）尽量对准管身的中间部分；测 $\beta$ 管时，射线源（ $\beta$ 源）对准管窗。计数率（机械计数管 64 进位）以每分钟 60—120 次为宜，每隔 50 伏或 30 伏测一次。

我们使用的定标器，前级是经过改装的（见本章 § 8.1）。对于定型 $\beta$ 管分批充氩气加酒精蒸气制成的 105 只管，都合要求（坪长 200 伏，坪斜每 100 伏小于 5%）；平均坪长是 360 伏，最小坪长 300 伏，最大坪斜每 100 伏 4%。分批充氩气加二甲氧基缩甲醛 [ $\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$ ] 蒸气的 186 只管，也都合要求；平均坪长是 300 伏，最大坪斜每 100 伏 4%。典型坪曲线如图 1.5 所示。

**5.2 死时间** 死时间的检验是用同步示波器（我们采用苏联

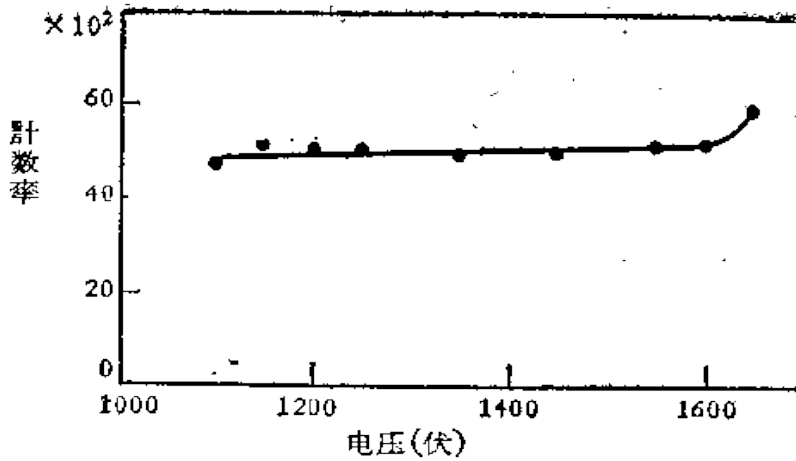


图 1.5 定型β管的坪曲线。充氩气及酒精蒸气

25-II 示波器) 直接测量<sup>[3]</sup>的, 线路如图 1.6 所示。测量时使计数率较高, 比较容易观测波形, 若在示波器输入前面加一小电容 (10—50 微微法), 波形更为清晰。氩-二甲氧基缩甲醛充气管, 超过电压在 100—300 伏时, 相应的死时间为 250—100 微秒, 在同样超过电压时, 氩-酒精充气管的死时间较上面充气管略大。

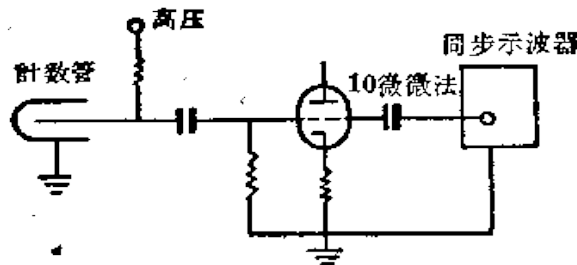


图 1.6 用示波器测死时间线路简图

**5.3 温度效应<sup>[7]</sup>** 温度效应是检验管子在不同温度下性能变化的情况。测量时, 将要测的管子和装在密封的玻璃管内的固体  $\gamma$  源捆在一起, 源位于诸管中央, 且固定住, 每改变一个温度测一个坪, 看坪随温度的变化。

低温试验是在广口杜瓦瓶内进行的。将已捆好的管经过较长的电极引线吊入盛满机油的铜制容器内, 此容器放在杜瓦瓶内, 再将液体氮或液体二氧化碳注入杜瓦瓶内, 通过温差电偶读出温度。

待温度稳定后,即测量坪,为了使取得的数据更为准确,可以通过升温重复一次,即将降温后的铜制容器从杜瓦瓶中取出,让其温度逐渐升高,待升至所要求的温度时,立刻再将它放入杜瓦瓶内保温,进行测量。这里采用机油,是由于它的电绝缘性好,可以防止因水汽凝结而漏电,并且凝固点也低。注意,倒入液体氮时要顺着杜瓦瓶壁缓慢地倒,避免杜瓦瓶受骤冷致炸裂。

高温试验是在圆柱形电炉内进行的。将捆好的管子吊在电炉中央,炉底垫一块厚的石棉板。由于炉内上部温度较下部高,应在盖在炉口上的石棉板上钻一些孔,使炉内温度趋向均匀。通过可调变压器,改变电炉的电源电压,从而控制温度,作出温度改变相应的坪曲线。注意,当温度高出 150°C 时,要防止管子引线的锡焊接头脱落,避免管子尤其是装射线源的管子摔破。若使用温水来改变温度,就要注意漏电的问题,因为水汽多,就容易引起漏电。

按照上述方法,对自制两只  $\gamma$  管进行了测量,氩-二甲氧基缩甲醛充气的管子在 -30—+100°C 范围内工作正常,温度与起始电压的关系如图 1.7 所示。氩-酒精充气管在 20—50°C 范围内工作正常。氩-戊烷充气管之低温度范围与氩-二甲氧基缩甲醛充气管相近。氩-乙醚充气管在 10—35°C 范围内工作正常。

#### 5.4 稳定性 稳定性检验分搁置及连续工作两方面。搁置的

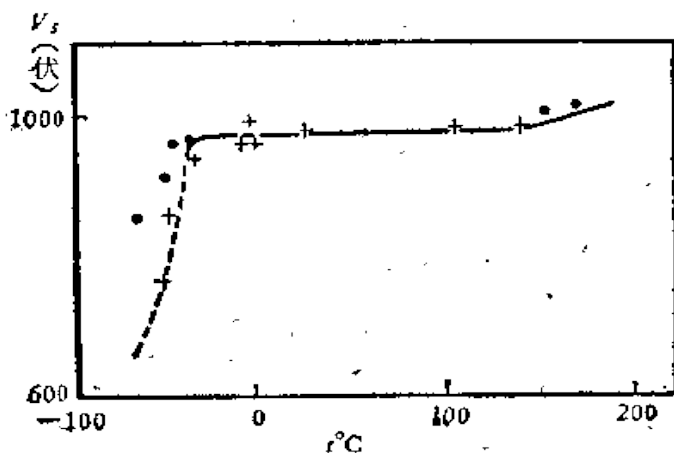


图 1.7 起始电压与温度关系  
●, + 为同类的两只  $\gamma$  管数据。

稳定性通过每隔一定时期测一次坪来确定；而連續工作稳定性是这样确定的：通过管子在起始电压以上 100 伏处工作时，进行多次重复計数，作出時間—計数率曲綫。如果实验点均匀分布在一直綫兩側，其誤差在統計誤差范围内，算是稳定性好。注意，測量时要避光，避免其它射綫源与电波干扰，最好在鉛室内进行。

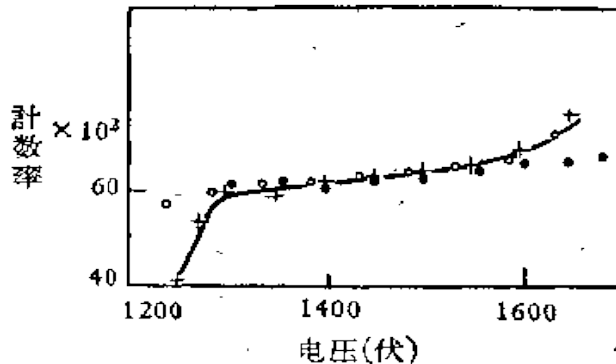


图 1.8 坪与时间的关系

○ 57, 7, 4 测； + 58, 11, 13 测； ● 58, 12, 23 测。

氩-酒精充气的管子經過約一年半的时间，所有管子的性能无显著变坏。图 1.8 表示坪随时间的变化情况。另外，做过多次試驗，这种充气管在二小时内連續工作，計数率随时间的变化約在統計誤差之内，与美国胜利仪器公司出品的同类管 VG 型 15 号比較如图 1.9 所示。

**5.5 寿命** 計数管經過若干次計数后（坪寬变得小于 100 伏，坪斜大于每 100 伏 5%），綫路如图 1.10 的时候即認作寿命終結。

測量寿命的工作电压选在起始电压以上 100 伏的地方，可以几只管子同时进行，高压公用，而每个管的电压差，由公用 -300 伏电源通过电位器調节。源強約每分鐘  $2-3 \times 10^4$  次計数。每隔一定時間量一次电压，以保持电压在一定值。每隔一定時間測一次計数，求出平均計数率，在計数一定数目之后（比如  $10^7$ ,  $5 \times 10^7$ ,  $10^8 \dots$ ）量一次坪。注意，量一只管子的計数时，其它管应停止工作，否則会使量得的計数較实际的为多，因为别的管的計数同时也被計上了。如果彼此屏蔽好，就无此現象。在整个实验过程中，管子要避光，因为管子随着工作时间的增长，光感可能会增強；造

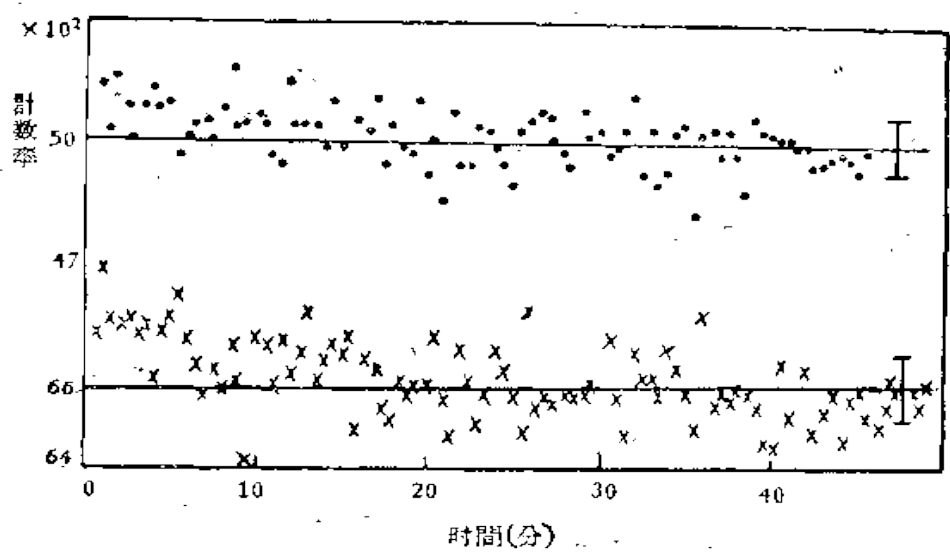


图 1.9. 计数率与时间的关系

● 自制 341 号计数管,  $2a = 0.125$  毫米,  $2b = 28$  毫米, 云母厚度  $= 3-4$  毫克/厘米<sup>2</sup>; × 美国胜利仪器公司出品 VG-15 计数管,  $2a = 0.125$  毫米,  $2b = 28$  毫米, 云母厚度  $= 3.7$  毫克/厘米<sup>2</sup>.

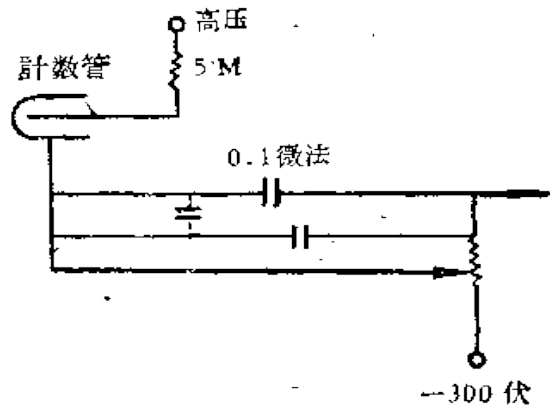


图 1.10 测量寿命线路简图

成计数数目不准, 甚至使管子很快变坏, 不能继续工作。

氩-酒精及氩-二甲氨基缩甲醛充气管, 寿命都在  $10^5$  次计数以上。

**5.6 本底** 本底检验是将管子放在内衬 1 毫米铝的 5 厘米厚的铅室内进行的。工作电压选在起始压以上 100 伏处, 量时要防止其它射线源或电波的干扰, 每 10 分钟或 20 分钟测一次计数, 把



两次或多次测得的计数平均,就可算出每分钟计数。在周围没有强的 $\gamma$ 源的情况下,在厚为5厘米的铅室内,定型 $\beta$ 管的本底为每分钟15—25次计数。

## §6. 有关 $\beta$ 计数管的几点经验

**材料选择** 在选用材料时,要考虑所选材料对计数管的性能是否有影响(此点适用于任何计数管),例如选用玻璃绝缘子及云母窗的密封材料,经过试验证明,只有当阿拉地I胶封接后呈浅黄褐色(约在150℃烤4到8小时)时,对计数管长期稳定性才影响不大。又如有机计数管的真空系统使用的活门油,经过试验证明,只有阿皮松(M和L)和硅脂对计数管性能影响不大。选用阴极材料时,一般用紫铜或黄铜,最好用透明阴极(见第一章),铝阴极对有机计数管性能起不良的影响。

**充气压力** 定型 $\beta$ 计数管经过试验证明,氩气和酒精按照9:1的比例(比例大小关系不大)时,总压力为12厘米汞柱时为好。这样充气的计数管性能远较文献上说的总压为10厘米汞柱时为好。氩气和二甲氧基缩甲醛按8.5:1.5比例时,总气压为8厘米时为好。

**云母破裂及封接处漏气** 云母封好后,烘烤和排气时有破裂与分层现象,这类管数占总管数的30%。从剥云母到封接云母的整个过程中,尽量减少云母受伤、受折,剪云母时将云母夹在两层薄纸中间,用锋利的剪刀一次剪好。另外,在烘烤时,不能骤热或骤冷,应逐步升温与降温。这样做的结果,云母破裂和分层的管子数目降到10%。

由于云母封接处漏气的管子原占总管数的50%。最后将法兰盘直径改成比底盘内直径小0.5毫米,并在法兰盘上开了一斜坡,如图1.2中8的形式,这样就保证了云母(云母直径与底盘内直径几乎一样大,使刚好放入底盘内)封接处不漏气或少漏气。我们在一次封接的130只管子时,没有一只是漏气的。

**玻璃绝缘子和玻璃珠** 玻璃绝缘子与阴极相接触的下端,如

图 1.3 中 A 处, 必须烧成实心的, 如果不烧成实心, 由于玻璃微弱的导电而形成两个计数管, 影响坪长与坪斜。又如图 B 处, 为粗钨丝与细钨丝点焊接头, 如果此点不藏在玻璃套管内(点焊头距套管口约 5 毫米), 就会产生放电。

阳极末端在烧玻璃珠时容易变细(所谓细颈现象), 以及珠的直径(一般略大于 1 毫米)过小, 都会影响使用时的稳定性。在丝上先镀白金, 然后再烧玻璃绝缘子和玻璃珠, 可以防止丝被烧细的缺点。对于珠小及细颈的计数管, 只要在云母窗上(计数管外面)涂上一层薄薄的胶状石墨, 使用时的稳定性就会有所改善。

材料的代用  $\beta$  计数管壳如果采用玻璃壳, 加上透明阴极, 既经济又省事, 性能与金属管的无差别, 甚至胜过它。但选用底盘时要注意两个问题: 1. 底盘内直径仍然较玻璃法兰盘直径大 0.5—1 毫米; 2. 烘烤时, 为了防止因玻璃与底盘(常用黄铜)膨胀系数不同而使玻璃产生破裂, 应把底盘厚度减至 0.5 毫米(愈薄愈好), 最好用 0.3 毫米厚的紫铜皮冲压成。管壳也可用紫铜皮冲压成。玻璃管壳与冲压管壳的采用, 最适宜工业大量生产。金属阴极改用透明阴极, 具有很大的经济意义, 值得大力推广。

### §7. 吹气式的计数管<sup>[9]</sup>

如果要探测  $C^{14}$  或弱本底(间或探测  $\alpha$  射线的存在)时, 要求计数管的云母窗厚度在每平方厘米 1.5 毫克以下, 这样厚的云母窗不能采用以上所述方法进行抽气和充气。由于这样薄, 并且直径等于或大于 28 毫米的云母不能经受一个大气差的压力, 所以一抽气云母就会破掉。此时可采取吹气式的方法进行抽气与充气。

吹气目的是将计数管内的空气用所充气体把它赶走, 到空气完全被所充气体替换后将计数管封好取下即成。

在目前已知气体中只有氮气充到一个大气压时, 计数管的起始电压(阈压)低于 2000 伏。

吹气装置 如图 1.11 与图 1.12 所示。

充气成分及比例 氮 + 酒精 + 乙醚(乙醚体积为酒精的

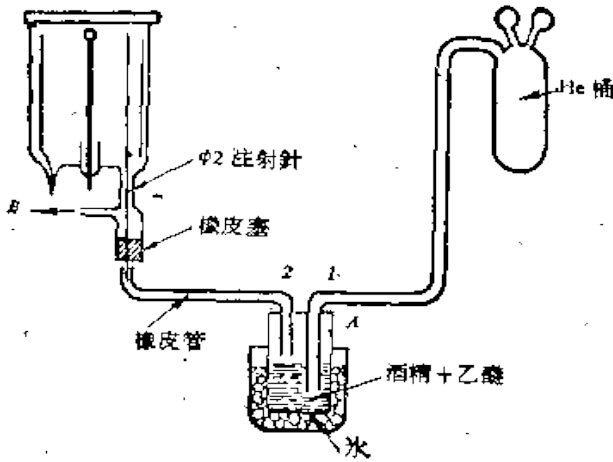


图 1.11 充气装置

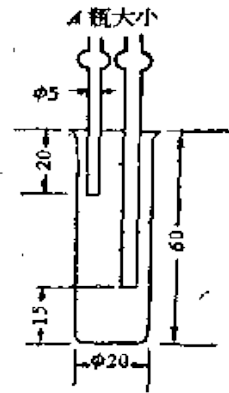


图 1.12 A瓶

0.4%), 后二者放入冰中, 在充气过程中严格保持在  $0^{\circ}\text{C}$ 。

#### 吹气步骤

1. 先将氦钢桶高压表打开, 然后慢慢打开低气压表, 在氦气出气口接一橡皮管, 放入水中至连续而均匀的出气泡时为止(低气压表上的指针指向 1 个大气压下)。应控制气压不要过高或过低。

2. 将出气口橡皮管换成另一根无水的清洁的橡皮管, 接在盛酒精+乙醚的 A 瓶一端。

3. 将 A 瓶(见图 1.12)倒立(不在冰中), 使 A 瓶与计数管等容器内的空气跑掉(因为氦较空气轻)。时间约须 2—5 分钟。

4. 正立 A 瓶于冰中, 如图 1.11。通氦约 10 分钟。测量计数管起始电压, 至起始电压固定不变(说明管内空气已跑掉)并在 2000 伏以下时, 即将计数管中针头拉出。为了避免空气入内, 将针尖置于 B 上端, 封上抽气管即成。

吹气管 吹气管之——大型  $\beta$  计数管的管型如图 1.13 所示, 它的坪曲线如图 1.14。定型  $\beta$  管的云母窗改成每平方厘米 1 毫克左右也行。起始电压在 1400 伏左右, 性能良好。

最后谈一下鼓形计数管( $\beta$  和  $\gamma$  两种)。它的形状象鼓, 中心丝为一圆形丝, 当中有一根接通鼓两面的金属柱, 相当于一个环形计数管, 值得很好地试验; 它的死时间较同样大小的计数管小一半

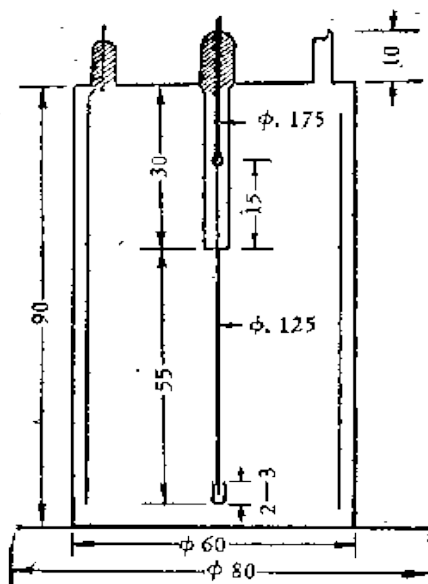


图1.13 大β管(窗厚3毫克/厘米<sup>2</sup>)

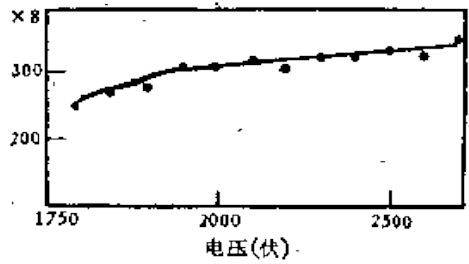


图1.14 坪曲线坪斜3%/100伏

以上，此管特别适宜于作β、γ符合计数用。

### §8. 使用电路条件

**8.1 记录电路** 计数管的讯号脉冲是用定标电路或计数率表电路来记录的。在这些电路中，需要考虑与计数管配合的问题，主要是输入电路部分，即把讯号脉冲转变为适于触发定标电路或计数率表电路的部分。

关于所需的灵敏度，可自计数输出的脉冲电荷来考虑；图 1.15 是有机计数管的脉冲电荷特性。当阳极系统的总电容  $C$ ，大于几个微微法时，电荷量即与外部电路无关，所以用最低触发电荷来表示电路的灵敏度较为确当。在电荷  $q$  对超过电压  $V - V_0$  的曲线上的转折点以下， $q \sim \frac{V - V_0}{V_0} (V l / 1.8 \ln b/a) \times 10^{-12}$ ，此处  $l$  为有效丝长(厘米)； $V_0 \sim 100 - 200$  伏，视管型而定。 $a, b$  各为阳、阴极半径， $V - V_0$  为超过电压(伏)。对一般计数管，如希望在超过电压不到 5 伏时即开始计数，则电路应能记录电荷为  $3 \times 10^{-11}$  库仑的脉冲。对于丝短的计数管如β管或针状管，电路灵敏度还须

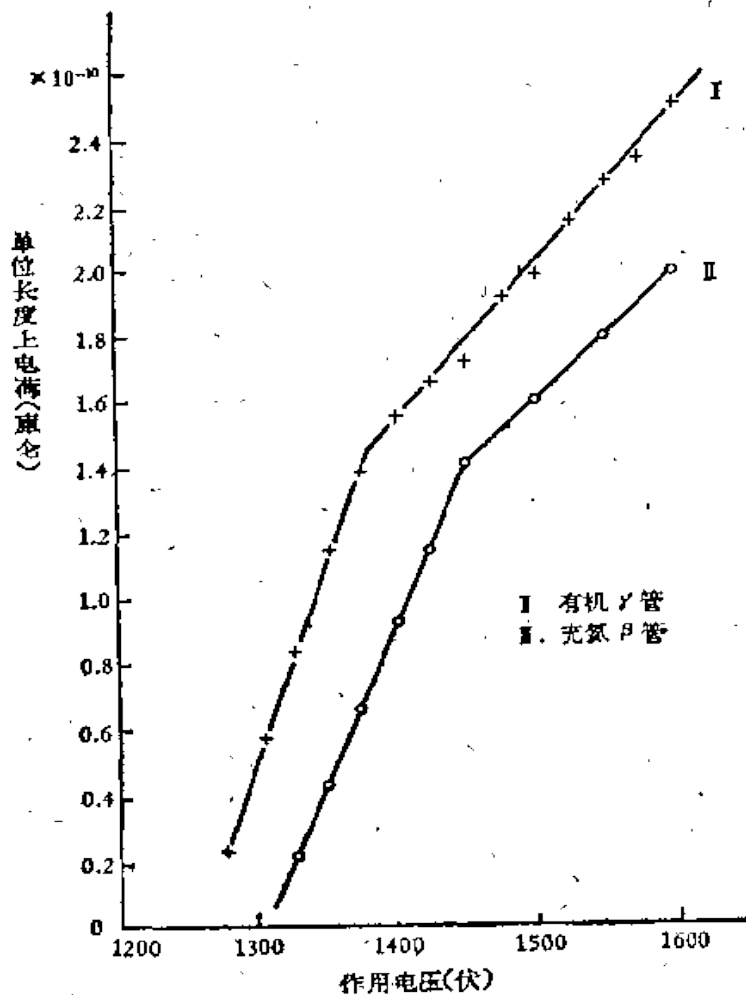


图 1.15 有机计数管的脉冲电荷曲线

提高。至于卤素计数管，由于输出电荷较大，电路灵敏度可以略低。

另一个重要的参数是电路的输入阻抗。这对卤素计数管特别重要，因为阳极系统的电容  $C_0$  过大或阳极到高压电源或地的电阻过小，都会使管内放电过于强烈，而使得坪变坏，死时间变长，寿命变短，甚至根本不能工作。故一般严格规定卤素管之串接电阻在 5—15 兆欧间， $C_0$  在 5—15 微微法之间，这一点常被使用者忽略。对于有机计数管，外部电路影响虽不明显地表现在脉冲电荷与坪曲线上，但一般认为高的电路阻抗可以减少计数管因不慎连续放

电而损坏的机会,而且据文献[10]报导,寿命测量的结果也表明高阻抗电路是有利的。而有些特殊的有机管(如铝壁管),则宜用很高的串阻(几十兆欧)来保护它。与考虑灵敏度相类似,当丝愈短时,所用的输入阻抗应愈高。

另一参数是允许最大脉冲:当超过电压较高时,脉冲将增大几十倍。对于不同类型的管子,最低与最高讯号能相差几百倍,此时仍要求定标器能正常工作,不致被“卡住”,或发生漏记和重复(一次记几次),以及电路失效时间过长等毛病。

在分辨时间方面,一般电子管定标单位的分辨时间是足够短的。如果发生问题,主要与输入电路有关。至于其他的性能,如在规定的市电电压和温度湿度的变化范围内及在规定的使用时间内要求电路均能正常工作、在未接上计数管时即使加上最高电压也不致因漏电而产生假计数等,因属于一般电子学范围,兹不赘述。

目前各国常用的计数器电路,除输入电路电容对卤素管有时过大外,一般尚能满足上述要求。但是一个最常见的使用上的错误就是在计数管与计数电路间接上了过长的导线,这样就增大了 $C_0$ ,降低了电荷灵敏度,并容易感受外界干扰而产生假计数,并严重地损害了计数管的性能和可靠性。因此,除了计数管紧装在计数器旁边,并用很短的低电容同心电缆连接之外,计数电路一定要装有与主体分开的前置放大器或阴极跟随器,以满足前述的要求。在具有施密特鉴别电路或类似电路的定标器如加上一用高跨导的五极管做的放大十余倍的前置放大器(如果计数管距仪器太远,可用阴极跟随器作前置级,在仪器内再加一级放大兼倒相)。只要各级间的时间常数合适,常可以得到很好的性能,满足一般检验与使用的需要。另一个巧妙的方案是加上一级高倍的放大,使得在接上足够长的同心电缆后仍具有足够的电荷灵敏度,而在计数管与电缆串一电阻与电容(图 1.16)以保证高的阻抗\*,有时甚至可用这种方法把计数管放在距仪器百米以外而不用前置级。

\* 如苏联 BK-3 型。

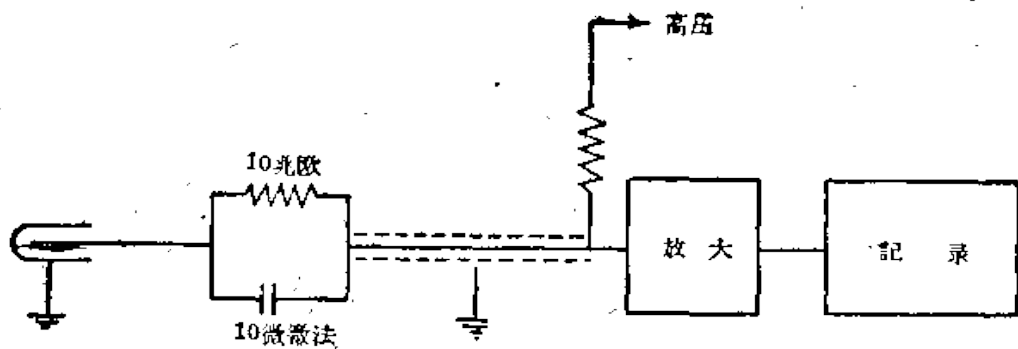


图 1.16 增加输入阻抗的方法

根据以上所述,最好输入阻抗、电荷灵敏度及最大允许脉高均能列入产品的规格中。

以下讨论一下在一般实验条件下,这些参数的测量。关于输入电容,直接测量是较麻烦的,特别是在电子管工作时的有效输入电容与未接电源时可能相差很多,如图 1.17 中曲线 1 和 2 所示。这个差异主要来自电子管栅极与板极间电容的反馈,故与放大倍数(因而也与信号幅度)有关。至于电荷灵敏度的估计只需将阶跃脉冲经过一很小的电容  $C'$  (如 2—10 微微法)通到计数器,而求其最低触发反压  $\Delta V'$ , 则有

$$C' \Delta V' = (C' + C_0) \Delta V.$$

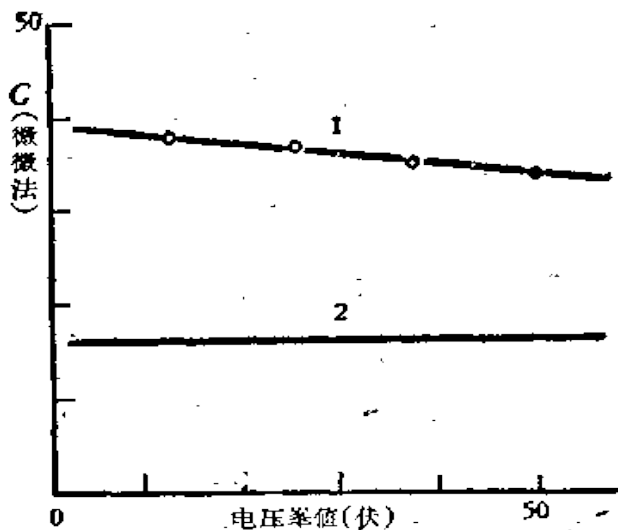


图 1.17 有效输入电容与测试电压关系

1——电子管加热状态; 2——电子管不加热状态。

如已知电压灵敏度，即可求出  $C_0$  与仪器的电荷灵敏度  $C_0\Delta V$ ，而当  $C'$  很小或接近于计数管的杂散电容时， $C'\Delta V$  就等于接上计数管后的电荷灵敏度，测量方法如图 1.18。至于小电容可采用图 1.19 所示的同心圆筒电容，由于两端有保护环，中段到中心电极间的电容是很容易计算的，而整个电容可采用计数管的结构来制造，外型最好也与计数管相近，这样，使用起来最为方便。

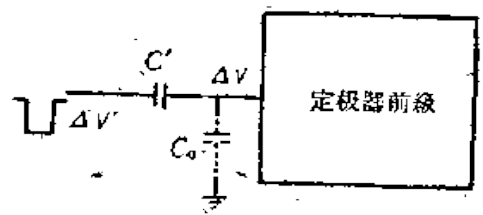


图 1.18 电荷灵敏度的测量

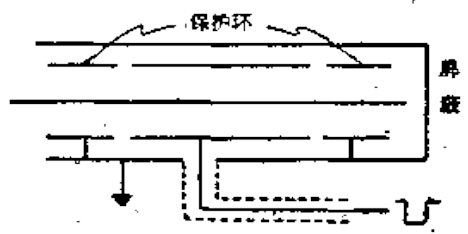


图 1.19 标准电容

最大允许脉高的测量比较麻烦，因为在某些电路中它是与输入波形有关的，而把输入端直接与脉冲发生器相连，所得波形常与实际情况不符。通过小电容传入阶跃脉冲的方法可以得到较近似的波形。所用脉冲最好能具有图 1.20 所示的形状，因为矩形波的正前沿有时妨碍定标器的正常工作。利用与脉冲发生器同步的示波器，来观察各级波形，特别是鉴别器的输出，以检查电路是否被阻塞或波形尾部的回击是否产生重复计数，常是很有效的。在接上计数管时，也可用同样方法来检查。

这里应附带提一下定标电路部分，虽然使用十进位定标器比

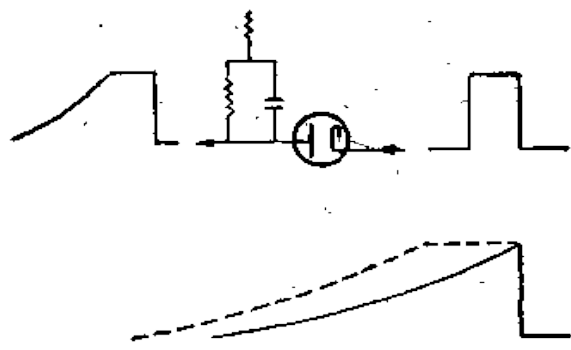


图 1.20 测试波形



較方便。但 64 定标器由于比較簡單,使用得較為广泛。表示計数次数的一种比較方便的方法是以机械計数器所示的数字为單位,而把余数除以 64 并化作小数,例如  $142 \times 64 + 32 + 4 + 2 = 142 \times 64 + 38$  可記作  $142.59 (\times 64)$ 。如果把氩泡所代表的数字: 32, 16, 8, 4, 2, 1 改标作 0.50, 0.25, 0.13, 0.06, 0.03, 0.02 就可直接按十进制讀出余数,前例即可讀出  $0.50 + 0.06 + 0.03 = 0.59$  并不比百定标器費事很多。在前例中,前四氩泡示数  $a$  为 6, 后二氩泡示数  $b$  为 32,亦可自附表中查出  $\frac{a+b}{64} = 0.59$ 。

64 定标器換算表

$\frac{a+b}{64}$ $a \backslash b$	0	16	32	48
0	0.00	0.25	0.50	0.75
1	0.02	0.27	0.52	0.77
2	0.03	0.28	0.53	0.78
3	0.05	0.30	0.55	0.80
4	0.06	0.31	0.56	0.81
5	0.08	0.33	0.58	0.83
6	0.09	0.34	0.59	0.84
7	0.11	0.36	0.61	0.86
8+0	0.13	0.38	0.63	0.88
1	0.14	0.39	0.64	0.89
2	0.16	0.41	0.66	0.91
3	0.17	0.42	0.67	0.92
4	0.19	0.44	0.69	0.94
5	0.20	0.45	0.70	0.95
6	0.22	0.47	0.72	0.97
7	0.23	0.48	0.73	0.98

**8.2 猝灭电路** 自猝式計数管虽不一定要用猝灭电路,但与有矩形猝灭波的电子管猝灭电路配合使用,便具有极大的优点,尤其是在作精確测量的时候。只要猝灭电路具有足够高的灵敏度与反应速度,猝灭波比計数管内电离过渡的时间略长,即可使 1. 乱真計数減少,坪曲綫变平, 2. 延长使用寿命, 3. 死时间只由电路决

定,这便于精确修正计数。由于它的输出信号较大并且高度不变,所以定标器的输入电路可以简化,而总的说来并不多费电子管。因此,这种电路值得大力提倡。这种电路多以五极管或三极管单谱振盪器为基础,文献上已发表很多,兹不重复。

**8.3 高压电源** 虽然一般计数管的坪很宽,似乎可以不用稳压电源,但为了得到可靠的结果与保护计数管,仍宜使用较好的稳压电源。电源的稳定度最好能达到变化小于1%。实际上,常用的稳压电路很容易稳定到0.2%;而且并不比稳定度为1%的电路复杂。在简单的不需要调整高压数值的仪器中,采用一级冕状放电管稳压(见图 1.18),常能得到满意的结果。如需在不大的范围内调整高压,可将冕状放电管的阴极接在可调节的电压上。

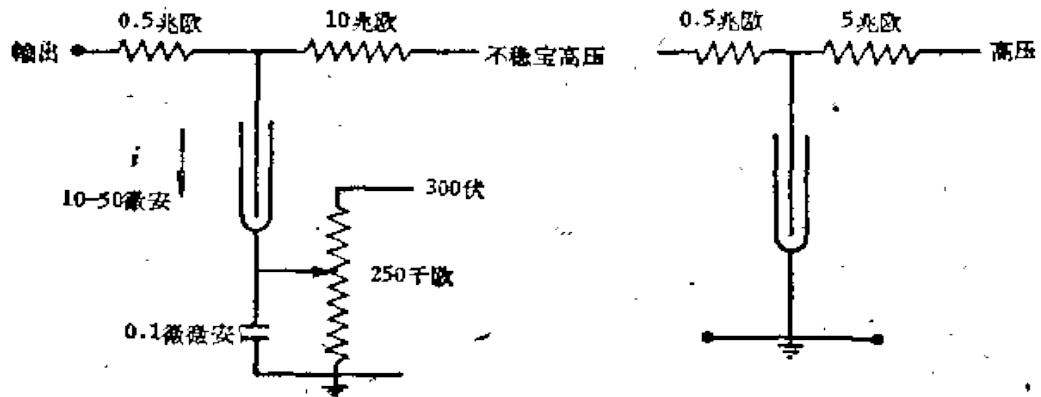


图 1.21 简单的冕状放电稳压线路图

计数管所用的稳压电源,必须能防止电压超过某一指定的数值。有些稳压电源在通电以后的一段时间内电压,会偏高,要到电子管烧热后才起稳压作用。务需注意,这种电路一定要等灯丝烧热后才能接通高压开关。比较安全的使用法是在接通电源时把电压调整器放在最低位置。

有些高压电源的电压上昇极慢,这对测量坪曲线很不方便,但对一般放射性测量工作并无很大的妨碍,因为管子与工作电压都是固定的。但在调整电压时必须注意这一点,以防在调到所需工作电压后,实际上电压还在上昇。

稳压电源的电压指示最好能细一些，因为测量起始电压的变化，是了解计数管是否正常的很好的参考，一般适于盖格计数管使用的电源，其电压指示部分(电表或分压器)误差常比较大，有时会相差 5—15%。只要注意到各个电源的刻度是不够准确的，在实用上并不碍事。如需知道正确的电压数值，则需经常进行校正，作出校正曲线。

由于这些电源是为使用电流很少的计数管设计的，如用普通千伏表测量电源电压，根本不能得到有意义的结果，甚至使电源因负载过大而损坏。最好用静电伏特计\*或用 1.22 所示的“对顶法”。其中  $V_2$  是可靠的千伏表， $E_2$  是有足够输出电流的可调节高压电源。 $g$  可以用 20,000 欧/伏的万能表。平时放在最高档，当两边电压接近时，再转到低档，直到  $g$  两端的电位差为零时为止。用完后立刻转回高档。测定电源的稳压系数(输入电压相对变化/输出电压相对变化)通常也用此法。

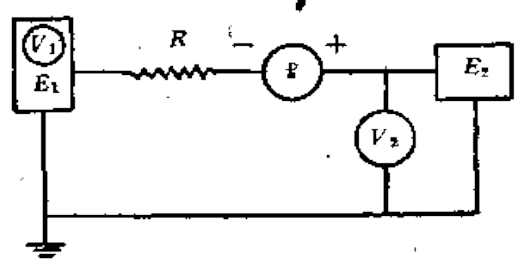


图 1.22 高压电源校正图

好的千伏计有时不易得到。此时可采用下法：取 0.5—0.2 级的微安计，串接上四根并联着的相同的功率较大的碳膜电阻，做成一个伏特计，用 100 伏上下的可靠伏特计校正，然后把四根电阻改为串联，其量程即增为 16 倍，即可用来校正高压。如果微安计内阻较大，则量程增大的倍数略低一些，可按欧姆定律计算改正。

图 1.23 所示是一种相当稳定的高压电源，用分压电阻串接  $R$ ，调整输出电压。当串联管用 6SN7 时，稳压系数约为 100，而

\* 如苏联的 C 95 型。

用 6H2Π 时还可以更高一些。其最高输出电压,几乎就是霓虹状放电稳压管  $V_4$ 、 $V_5$  的电压,所以长时间的稳定性几乎完全由稳压管决定。氖泡  $V_3$  除可稳定通过  $V_4$  的电流外,还可用作工作状态的指示灯,当供电不足时它会熄灭或闪光。在高压端加上用辉光稳压管稳压的辅助电源,并采用五极管作调整管,还曾作出为其他探测器用的更为稳定的电源。

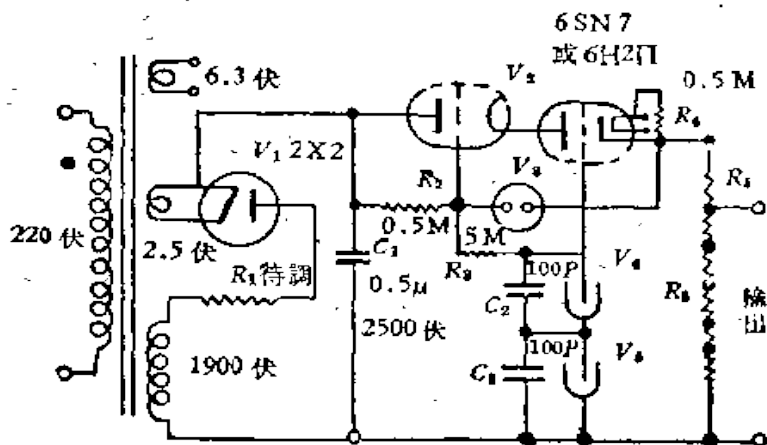


图 1.23 高压线路图

应附带地提一下,用负高压供电是不很方便的,这个问题对金属计数管来说尤为突出。在用金属片作阴极的玻璃壳计数管中,如玻璃壳接地,则阴极与玻璃壳间会发生放电,电导率高的软玻璃壳与阴极间的放电尤为剧烈。这会影影响使用寿命,而且,如阴极到地的滤波电容不够大,就会引起干扰。薄膜阴极与金属粉阴极则无此现象。

**8.4 连续放电、光感与最大计数率** 在使用计数管时,切不可把电压加得过高而使计数管陷于连续放电的情况,因为这将使计数管受到暂时的和永久的损害。特别是有机计数管,由于放电中猝灭气体的分解,有时几分钟的强烈放电可使计数管完全损坏。造成这种损失的最常见的原因是:使用者希望量出整根坪曲线——从起始电压直到开始连续放电——以便把计数管的工作点选在坪的“中点”。实际上,以较“中点”略低处为工作点的作法祇对早期的坪很短的计数管才适用,因这样较能容忍高压电压的波动,至于

現在已定型的大量生产的計数管，一般都具有很寬的坪，其工作点业已由制造者規定。选用“中点”的說法是有害的。如为了測量坪长也不用量到开始連續放电。因为坪的終点是以乱真計数过多、坪曲綫上翘来标志的。所以在測量坪曲綫尾部时，应很緩慢地增加电压，如发现坪有明显的上翘趋势，即应停止升高电压。各种計数管坪尾部的形状不同，有的計数管坪終結时比較突然，不熟悉的人就很难及时觉察，至使計数管連續放电。所以非必要时，不必企图測量坪的尾部。

此外，由于記錄电路发生故障，計数管虽已工作，但定标电路沒有开动，也会使人以为閾压还未达到，而把电压增加得过高，造成連續放电。因此，在所加的高压超过預期閾压一二百伏后仍不記数时，就應該断开高压，进行检查。此外，因高压电源設計或使用不当，使計数管暂时（例如在剛接上电源后的短时期內，或在轉动調整电压的旋鈕时）受到严重超过所需值的电压，也会使管放电。

当发现計数管放电之后，应立刻断开高压（祇断开“計数”开关是沒有用的）。这里应注意，由于連續放电时，脉冲过多（或幅度变小），有的定标器反而不能記錄，或所有氛泡都“亮”而机械計数器卡住不动。所以当加于計数管的超过电压很高时发现定标器有异常情况，就應該注意发生連續放电的可能。

在发生連續放电以后，計数管的坪可能变短变斜，本底增加，有时还对光敏感。如把計数管擱置几天，这些現象可能部分減弱。所以最好让放过电的計数管休息几天，使用前应重新測量其性能。如果在剛陷入放电后，急于測量坪的范围，計数管极易再次陷入放电，而造成更大的损坏。如放电过强或時間过长（此时閾压亦将明显地增高），計数管的性能就很难于恢复了。

計数管的最高計数率，并无很明确的界限，而且对于不同的計数管，限制計数率的因素也不尽相同。当計数率过高时，一般計数管可能发生坪特性变坏和乱真計数所占的比率增高的現象，以及易于变成对光灵敏，有些計数管还較易于陷入放电。为了防止乱

真比率增加,一般认为在作精确测量时,有机计数管的计数率最好不要超过每分钟一万次,卤素管的最大计数率则比有机管高几倍。

新制的计数管,一般很少是对光敏感的,但在使用一定时期后,特别是在高计数率高电压下,就可能变成对光敏感。而敏感的程度又随时间而异,长期“休息”或在低计数率下工作,对光的灵敏度会衰退。对于一只计数管,即使曾测出它对光并无反应,也不能保证在长期使用的过程中不变成对光敏感。为使测量的结果可靠,仍需避光使用。计数管常放在铅罩中使用,这也同时解决避光的问题。在玻璃壳计数管外涂满一层红色及一层黑色的绝缘漆,也是防止光敏感的有效办法。

**8.5 利用  $\beta$  射线吸收法测量云母窗厚度** 测量计数管的云母窗对软  $\beta$  射线的吸收,可以很方便地确定云母的厚度,这种方法在实验室中常是很有用的。

从能量、半衰期与易于获得等方面考虑,  $C^{14}$  是比较合适的放射源。图 1.24 表示源的结构;它是用有机玻璃制成的,  $C^{14}$  均匀地分布在上方的托盘上的小槽中,并用薄云母封住。支架上有一对锥形小孔来限制射线射出的角度。整个装置可搁置在倒置的

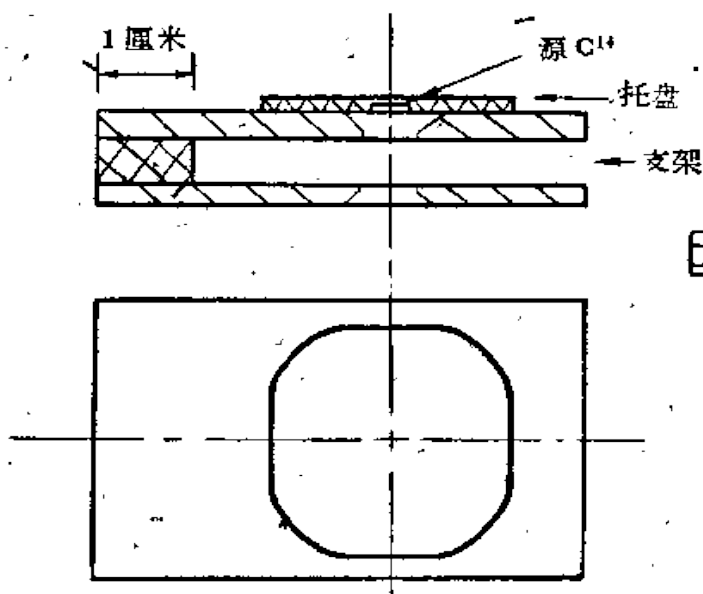


图 1.24 源装置结构

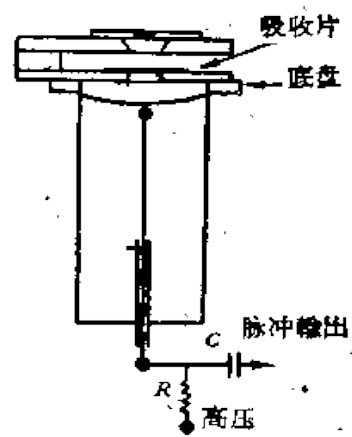


图 1.25 实验装置

計數管的底盤上, 如图 1.25 所示。准直孔一定要做成鈍錐形, 以減低吸收片的散射作用, 祇有这样才能使放在支架缺口內的吸收片与放在支架下面的等厚的吸收片 (云母窗) 产生同样的吸收作用。

在支架缺口中插入厚度已知的吸收片, 即可作出如图 1.26 所示的曲綫。用这个装置測量云母片或其他薄吸收片的厚度, 比用天平方便。祇要用窗厚已知的計數管把源的強度定出, 就可以用来測量已制好的計數管的窗厚, 对几只窗厚已知的計數管实测的結果, 誤差小于 0.2 毫克/厘米<sup>2</sup>, 而測量時間不到一分鐘。

應該注意到, 这种方法測出的結果还包含由支架下面到窗表面的空气层的吸收, 所以当底盤边过厚时, 需要扣除空气的等效厚

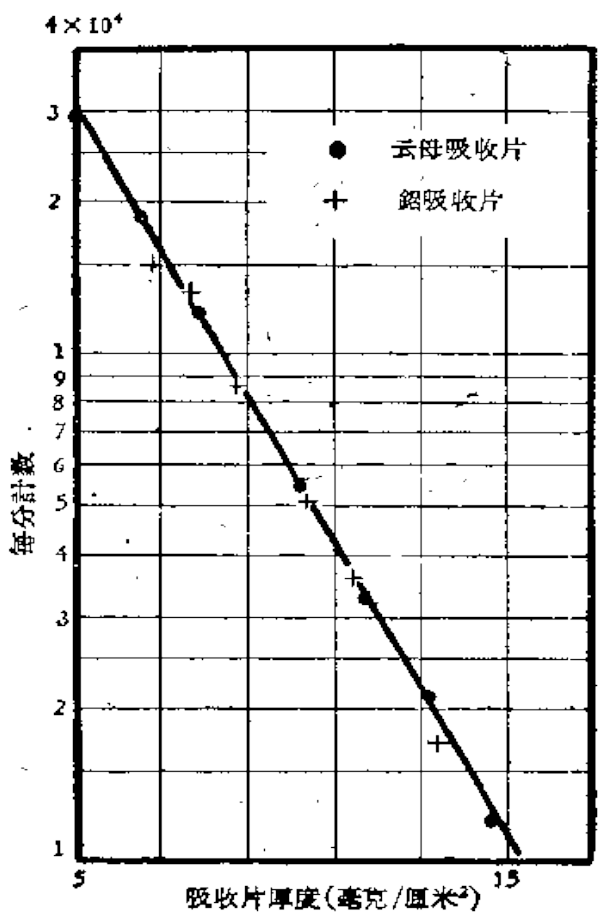


图 1.26 C<sup>24</sup> 吸收曲綫

度。某些高工作电压的卤素计数管的计数效率较低,也会产生误差(效率为 90% 时的误差约为 0.3 毫克/厘米<sup>2</sup>),宜先用窗厚已知的同型管校正,或用硬  $\beta$  射线的同样装置来求出其效率。

对于薄玻璃壁计数管,也可采用类似的方法来测定管壁的平均厚度。用内部镀有 RaE 并盖着保护膜的空筒套在待测管的外面,即可求出管壁的平均厚度。附带可提及,在用氢氟酸腐蚀管壁时,如用上法随时检查管壁厚度,可把管壁蚀薄到 40 毫克/厘米<sup>2</sup> 以下。

图 1.27 是隆勒克斯玻璃壁的吸收曲线也能适用。

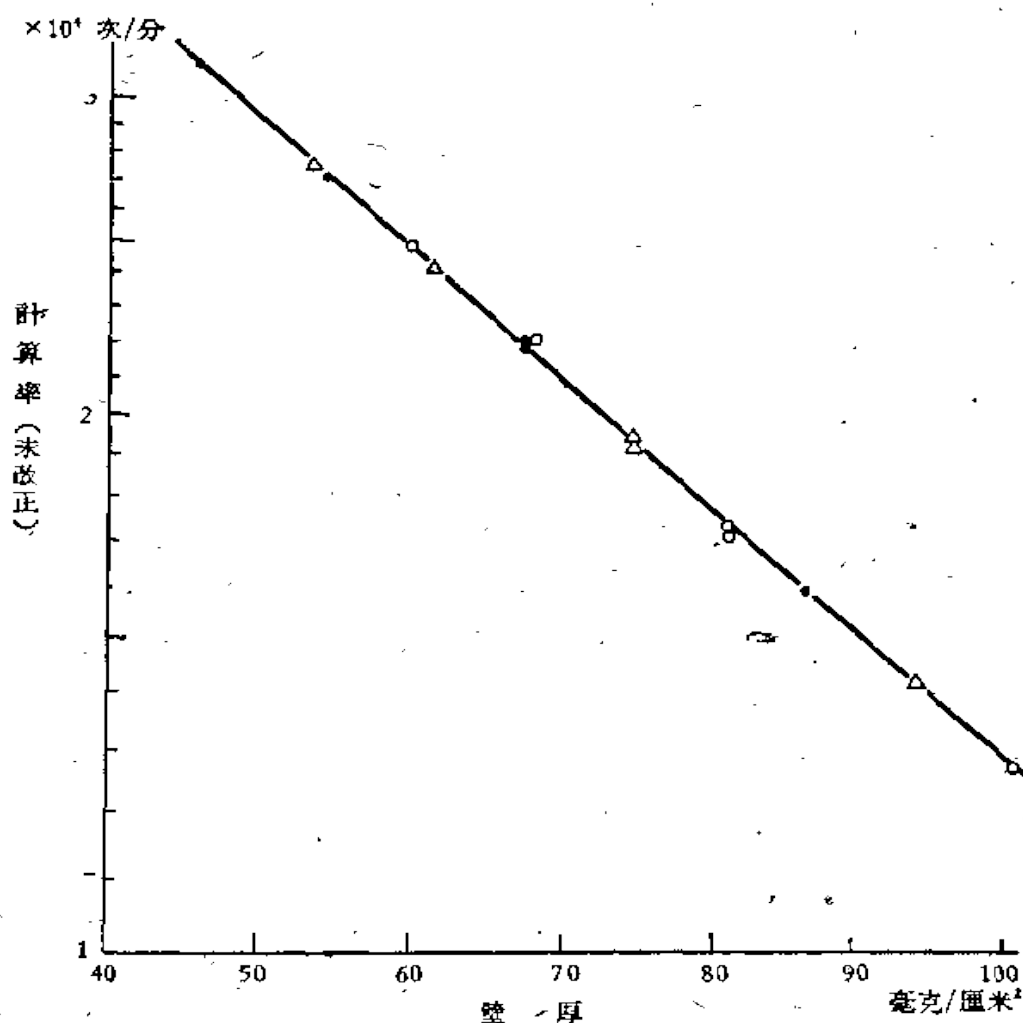


图 1.27 玻璃对 RaE 的  $\beta$  射线的吸收曲线



## 8.6 有机及鹵素計数管的使用說明

### 有机钟型 $\beta$ 計数管的使用說明

1. 此管以中心玻璃絕緣子上引綫处为阳极,管壁为阴极。阴阳极絕不能接反。

2. 工作时应保持阳极玻璃絕緣子的干燥和清洁无尘,以保証极間的良好絕緣(通常用脫脂棉花沾酒精或乙醚拭擦)。

3. 管端电极上不宜任意焊接,尤其是排气管的焊接处,更需要小心保护,以免漏气。接綫时可用鱷魚夹及棚帽夹,应小心操作以免折断。

4. 本管使用的电路条件,应符合:(i)串阻(高压到計数管)約为5—15兆欧;(ii)电容(阳极到地的总电容,包括寄生电容)小于40微微法;(iii)因本管給出电訊号較小,故要求电路具有較高的电荷灵敏度。

5. 工作时不得使計数管連續放电(如发生連續或半連續放电,应立即断开或降低高压,使放电停止),因此;

(i)在測量坪曲綫时,供給的高压应先由低逐漸升高(当改变电压粗調时应先将細調轉到最低)找出始計电压。再升到选定的工作电压。(ii)在測量坪曲綫时不得測到坪曲綫的尾部。一般規定,不許也不需要測到始計电压以上200伏。計数管的推荐工作电压为始計电压加100伏(不是坪曲綫“中部”)。(iii)在任何情况下均不得使用台維斯检漏器检查計数管是否漏气。

6. 避免使管受到机械的損伤(如打击或掉在地上)。管上的云母窗很薄,极易破裂,应注意保护;不得用手指或硬物触之,不用时一定要用保护盖盖住。窗上如有灰尘,可用干毛笔輕輕刷去。云母窗不得用水潤湿否則易分层破裂。

7. 使用計数管时宜避光。

8. 作精确实驗时应用标准源(強度与待測源相近的)經常校正。

9. 有机 $\gamma$ 管綫路条件与上同。

鹵素管使用說明 本管为以溴为猝灭气体的薄壁低压鹵素計

数管,使用时应注意下面几点:

1. 避免使管受到机械损伤,避免捏破玻璃管壁,避免折断电极引线.
2. 保持电极间干燥清洁,以免漏电.
3. 正负电极不得接反.
4. 宜避光使用.
5. 应于可靠的电学电路上配合使用,鹵素计数管的工作性能与外部电路条件有关,为了获得较好的性能,要求:(i) 高压电源至阳极间的串阻应为5—15兆欧,(ii) 阳极至地的总杂散电容应小于20微微法,(iii) 阳极至栅极间的耦合电容应为5—10微微法(前级电子线路具有很高的输入阻抗者除外);也可以在紧靠阳极

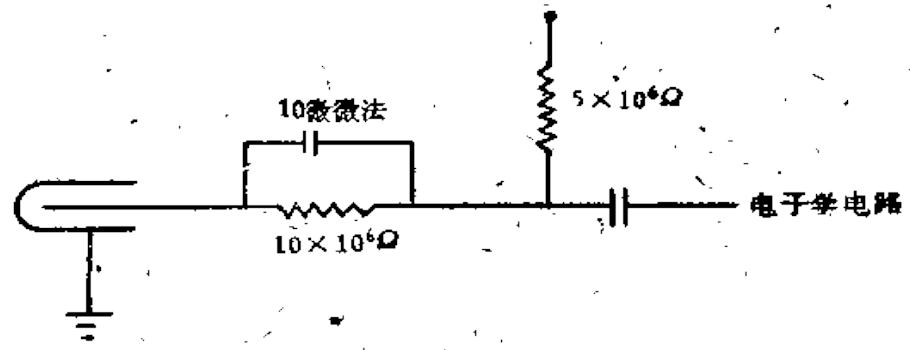


图 1.28 前级线路简图

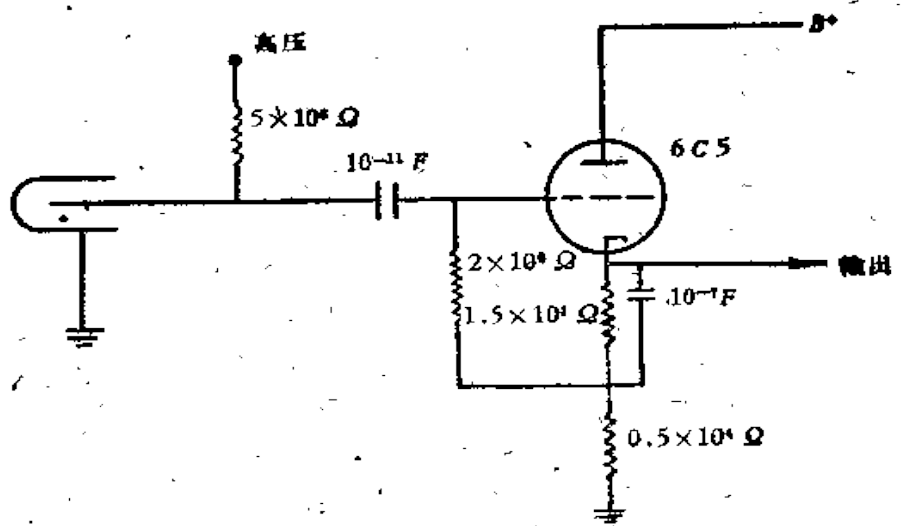


图 1.29 一种可用的前级线路

处串联—5—10兆欧的电阻和10微微法电容(图2.24),然后再接电子线路(有插座的计数管可将此电阻电容按在座内)。

6. 不得使计数管连续放电,如发现有此现象,应立刻断开高压电源。计数管的工作电压宜选在坪曲线的前半部,一般可在始计电压以上约60—70伏处。避免使计数管受到过高的电压,在测量坪曲线时,应尽可能不测至坪的尾端。(i)由于一般电源标称电压值并不准确,所以应先由300伏以下逐渐升高电压求出始计电压,再升至选定的工作电压。(ii)某些定标电路所附之高压电源,在灯丝未完全烧热时输出电压可能过高,应加注意。

7. 本管不适用于重合计数。

卤素钟型 $\beta$ 管线路条件与上同,保护方法与有机 $\beta$ 管同。

### 参 考 文 献

- [1] A. Korff, *Electron and Nuclear Counters*, p. 130.  
B. Векслер, *Ионизационные методы исследования излучений*, 301.
- [2] Hill et al, *Nature*, London, 258, 833 (1948);  
Metzger, et al, *Helv. Phys. Act.* 20, 234 (1947).
- [3] H. G. Stever, *Phys. Rev.* 61, 40 (1942).
- [4] 李德平等,“盖革计数管中猝灭气体之分解”,*物理学报*, 14 (2) 136, 1958.
- [5] A. G. Fenton, *PPS*, 60, 183 (1948).
- [6] R. O. Jenkin, *Pro. IEE*, 98—2, 231 (1951).
- [7] Korff, *Electron and Nuclear Counters*, p. 161.
- [8] В. Г. Чайковский, *Приборы и Техника эксперимента*, 6, 49 (1957).
- [9] E. J. Harris, *ISI*, 33, No. 8, 322 (1956).
- [10] R. D. Philips, *Atomics*, 3, No. 7, 169 (1952).

## 第二章 卤素管的制备和性能

### §1. 导 言

1947年李勃生首先报告制成了用微量卤素气体猝灭的盖革计数管,作为简单的粒子探测器,与已有的计数管相比,它是有很多的优点的。

如众所周知,在盖革计数管工作时,外来粒子产生的原始电子,引起了管内气体的电离,直到放电中所产生的正离子的空间电荷改变了电场强度,才使放电中止。为了避免正离子在放电终止后到达阴极,在阴极上产生次级电子引起再一次放电起见,需用适当的自猝灭充气,普通是在主要气体氩中加入约10%的酒精蒸汽。这种结合,利用氩离子与酒精分子碰撞时可使氩中和而酒精电离的特点(由于能量关系,逆反应是不可能的),可使到达阴极的只有酒精离子,而它在中和时通过超前分解,释出多余的能量而不产生次级电子。由于作为猝灭气体的有机蒸汽,在计数中逐渐分解而损失,或产生对性能有害的物质,计数管性能便逐渐变坏直到完全失效,因而它的使用寿命是有限的。在惰性气体中加入微量卤素气体,也是起着类似的防止正离子在阴极产生次级电子的猝灭作用,但这种猝灭气体不致因计数而损失,因此没有上述使用寿命的限制。

卤素气体不但具有猝灭的能力,而且在很多的气体组合中还能消除惰性气体的亚稳态,使自己电离,从而显著增加电子产生电离的效率使得开始计数的电压(阈压)显著地降低(一般可由1000伏可降至3—400伏)。

此外,作为猝灭气体的微量卤素气体可以达到很低的温度(如 $-70^{\circ}\text{C}$ )而不凝结,因此消除了一般自猝计数管不能用于低温的限

制。虽然卤素气体带有对计数性能很不利的、极强的负电性,但只要用量适当,还是可以做成性能很好的计数管(为了减低卤素量,李勃生还推荐在氟中加入微量的氩)。除了其脉冲上升较慢,计数效率可能略低外,其它各方面的性能均可与普通计数管相媲美,甚至可超过。

由于以上的原因,卤素计数管虽然在制造上比较费事,还是获得了很广泛的应用,各国制造厂亦相继有各型卤素管出品。

这种计数管可用于各种放射性工作及X射线衍射工作中的强度测量,由于它不需过高的电压,又不易损坏,因而便于使用。

根据它的特点,这种计数管特别适用于各种便携式仪器中。例如放射性实验室中不可缺少的污染监察器中。

在放射性同位素的各种工业用途中,常需要能经常使用而不需重新校正的探测器。在这一点上,卤素计数管又远胜过普通的有机蒸汽猝灭计数管。

把卤素计数管的部分特点加以发展,可以用来测量高强度的放射性,并且其输出电流很大,可以直接推动普通的微安表,这样就可做出一种非常简便的放射性监察器,这种特制的计数管称为强流管。

关于卤素管的制造与特性已有若干文献报导。其中有关充气技术方面,克鲁瑟(Croissette)等有较具体的报告<sup>[1]</sup>,但在实际制造过程中,获得稳定性良好的管子的各项要求,尚缺乏有关的报导。

有关卤素管性能方面,文献中曾发表过一些材料,如前述的文献及参阅文献[2],[3],[4],但一般讲来,已有的文献中材料是比较少的,另一方面,影响计数性能的参数又比较多而变化范围也大,因之使得对计数管的特性与放电机构的了解受到限制。

鉴于卤素管在各种应用上的优点,并考虑到各方面的需要,我们自1953年起开始试制卤素管与强流管,并进行有关的性能测定与研究的工作。与之配合使用的稳压管亦附带地进行试制。中途并提出了几种暂定管型交有关方面作数量较多的制造。

本章主要分制造与性能两部分,就以上工作提出了初步报告。

文内所称的鹵素管及強流管,主要是指充氮溴混合气体的計数管。制造部分的主要工作内容是参照已有文献,利用易于获得的器材,建立有关的设备,并探求制造性能稳定的鹵素管的条件。并为了工作部門的大量生产,建立了有关檢驗与老化的设备与方法。通过較多数量的实践,証明利用我們目前采用的生产程序,可以得出大量的均匀的、性能稳定的計数管。本章 §2 中内容就是报告这几方面的工作。

性能研究部分的主要工作内容是在制成稳定性良好的管子基础上,对鹵素管及強流管在放电性能上进行了一系列的研究,就放电机构及与实用有关的其它性能作了各方面的观察。得到了一些新的結果(見下文),并提供有关放电机构的一些看法。

对強流管的放电特性及电流特性作了一些測定。从电流特性的分析,得出正常作用情况下強流管放电机构的特点,并得出放电与电流性能間的关系。所得各項参数与电流特性的关系,有助于強流管的設計及使用。

## §2. 鹵素管及強流管的制备

我們在制造方面的工作,主要目的是利用易于得到的材料做出擺置寿命及使用寿命較长,亦即計数性能稳定的計数管,并要求各管間性能差异較少,各批管子的結果互相可以重复。为此,我們也进行了一些使計数管加速达到稳定状态的工作。在这个基础上,我們探求了計数性能与各項参数的关系,以便选择各項参数(如几何形状、充气内容等)来得到性能較好的計数管。

現在开始介紹制造的过程。主要内容在于如何保証得到上述的稳定性。

因为純淨的(化学純或分析純的)溴較氯容易得到,并且处理比較方便,我們所制的管子是用溴作为猝灭气体的。下面分三方面加以討論:(1)材料的处理,(2)充制方法,(3)結果。

**2.1 材料的处理** 鹵素管(在叙述制造过程那一部分中,除特別說明外,鹵素管一詞系包括強流管在內)材料的选择,首先要考

考虑它对溴的耐蚀性,材料的处理主要是为了清洁,同时也为了增强抗溴的能力,在一定程度上也可以改善性能(如增加阴极表面的功函数)。所用材料包括玻璃壳、阳极、阴极、氩气、溴及其附属材料。

阴极材料的选择和处理对稳定性的影响很大。钨、钼、钨、钽等贵金属不宜供大量制造用,我们只试用了下面三种材料。

不锈钢或铁铬合金 这是使用得最广泛的材料,其中含铬量越高,化学耐性也越强。我们采用的钢含铬量是 17% 以上,并将表面钝化来增加它的抗蚀性。曾试过三种钝化手续:(1) 浓硝酸浸蚀法——浸蚀时间三小时以上;(2) 王水浸蚀法——数分钟,使形成微粒状表面,浸蚀时间视王水活性的不同而异;(3) 浓硝酸中电蚀退镀,较(2)法得到更小微粒表面。(1)法、(2)法及(2)-(1)结合方法试用的结果差别甚小,例如用(1)法及(2)法所做出的强流管,在 10 个月中,阈压降低平均值分别为 23 伏及 21.5 伏;做出的卤素管在 10 个月中阈压下降的平均值亦均为 20 伏左右。第(3)法与(1)、(2)法比较尚未得出肯定结论。实际大量生产时第二种方法最为方便。

图 2.1 表示用上述几种方法处理阴极而制成的强流管与卤素管在约 10 个月内的阈压迁移情况(为便于比较,其中管子只经一次预充,预充后不再烘烤)。可利用各型管子阈压与溴压的函数关系(见本章 §3)得出两种管子内溴压  $P$  的减少量。如果假定溴压的减少  $\Delta P$  全部是由于溴和不锈钢作用的缘故,则每平方厘米不锈钢在 10 个月中吸溴量分别为 0.12 毫米汞柱  $\times$  厘米<sup>3</sup>(强流管,其中含溴量为 7 毫米汞柱,容量约为 6.5 厘米<sup>3</sup>)及 0.04 毫米汞柱  $\times$  厘米<sup>3</sup>(低压卤素管,含溴量为 0.7 毫米汞柱,容量约为 22 厘米<sup>3</sup>),实际上其中可能有一部分溴是为玻璃所吸收的。可以看出,当溴压增加时,总的吸溴量不是成比例地增加,而是增加得比较慢。

值得提出,水汽的存在会使溴蚀增强,曾经有充过溴的计数管漏入水汽,经排气后重新充制即失去抗溴能力。过高的温度(如 80°C)也会增加溴蚀现象。

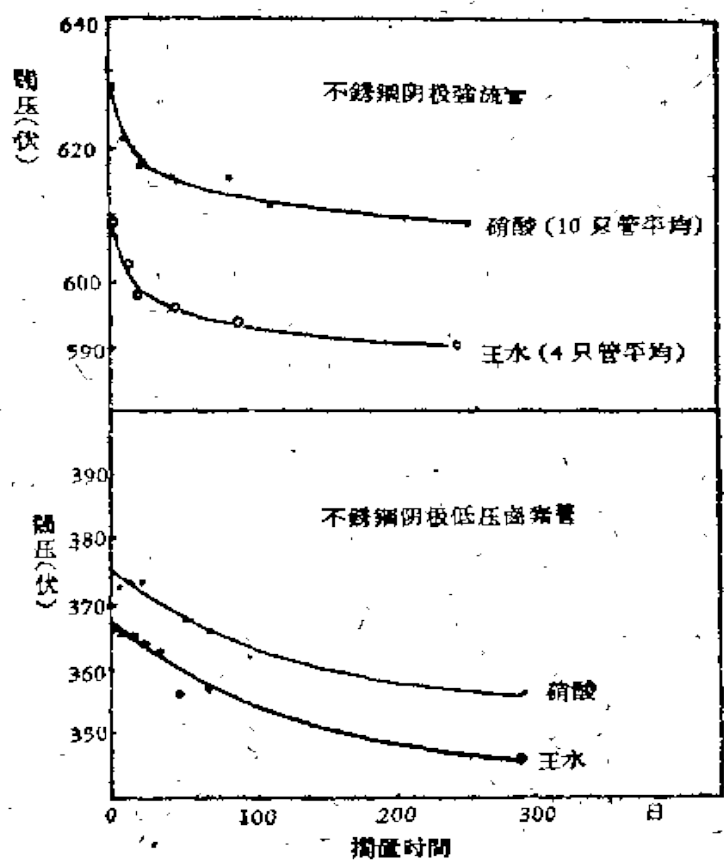


图 2.1 闕压的迁移

**錫化物导电薄膜** 当二氯化錫蒸汽与在高温下(約 500°C)的玻璃(在空气中)接触时,在玻璃表面就会形成一种透明而有光泽并且可以导电的錫化物薄膜<sup>[3,6]</sup>,薄膜的厚度可根据光干涉所产生的顏色来估計,我們所作的薄膜面导电率的数量級为 1 千欧(随厚度而异)。它与玻璃結合得很牢固,很难用机械方法除去。一般强酸均不能腐蝕,即使氟氢酸也不易直接腐蝕,只是先腐蝕玻璃而使之剥落,它对溴的耐蝕性很强,而且由于它复盖了玻璃壁,減少了溴与玻璃的接触面,因此用这种薄膜作計数管的阴极可以得到性能稳定的計数管,闕压变化不超过几伏。并且利用它可以做出薄玻璃壁的  $\beta$  計数管。

这种薄膜阴极計数管的坪曲綫和不銹鋼阴极計数管間沒有显著差别,图 2.2 表示在同一个封閉管中調換不同阴极所得到的坪



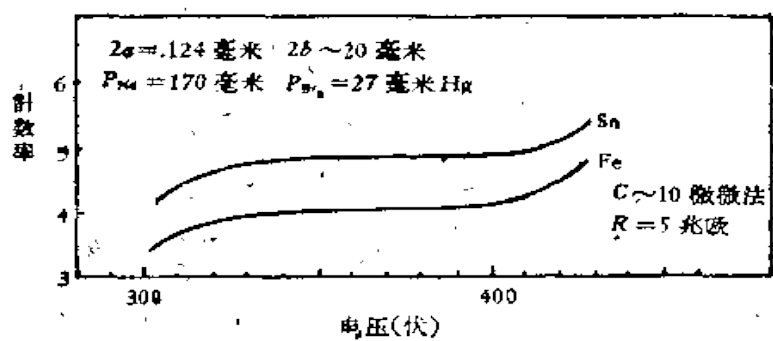


图 2.2 不同阴极的坪曲线

曲线。薄膜阴极管对  $\gamma$  射线的计数效率，主要由玻璃决定，在常用的能量范围内亦与不锈钢阴极管相近。图 2.3 表示外径相同的这两种管子对同一放射源的计数效率之比。在强流管等小型管中，由于引出线接触问题，目下尚未采用这种阴极。

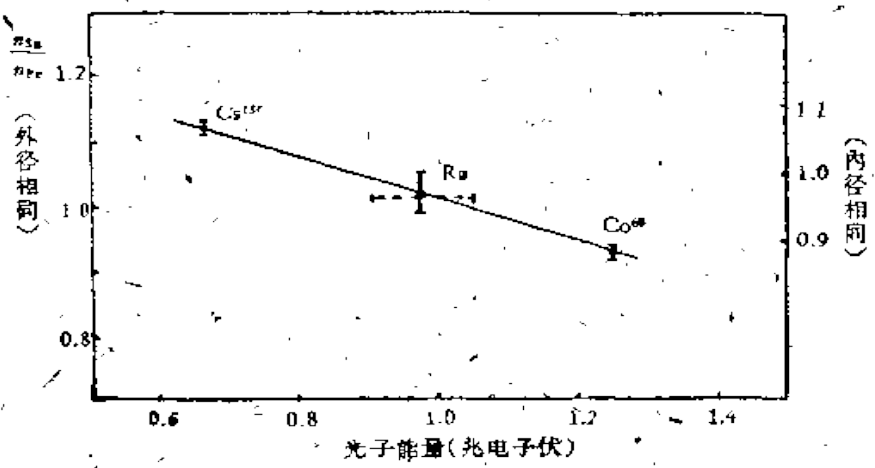


图 2.3 不锈钢阴极与透明薄膜阴极计数管的效率比

**石墨阴极** 将胶状石墨涂在玻璃管内壁并加以烤洗处理，作为计数管的阴极。这种计数管的电性能随温度与历史而变迁，可能是由于石墨对溴的吸附作用随着温度、历史等而有所变迁的缘故，因此在初期试验后即未继续使用。

计数管的外壳是用一般的硬质玻璃，在吹制形成后加以洗涤及用洗液处理。没有发现不同来源及不同品种的玻璃材料在稳定性方面引起什么差异。阳极主要采用钝钨丝。

溴是采用化学純及分析純的，并曾利用溴化銅的真空分解得到，从計数效能上看不出不同来源的溴有什么差别。氖气是采用光谱純的。

**2.2 充制方法** 簡图 2.4 是充制含溴管子用的真空系統，利用硅油扩散泵 D 經常获得  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  毫米汞柱的真空。

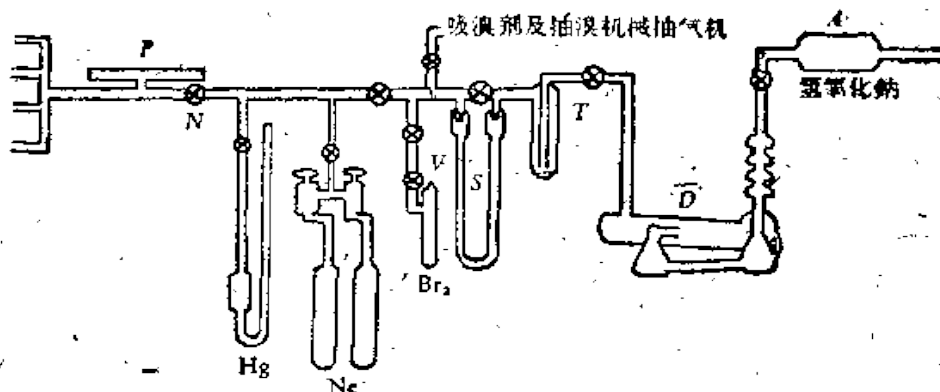


图 2.4 真空系統簡图

为了减少溴的化学活泼性的影响，所有玻璃活門均采用硅脂，含溴的气体不经过扩散泵而由一专用机械抽气机排出，扩散泵前的冷凝 P 也起了保护扩散泵的作用，机械抽气机前则用氢氧化钠吸溴剂 A 来保护机件。扩散泵中硅油两年来只换过一次，排溴抽气机则每三个月拆洗换油一次。水銀压力計上亦放有硅油层以免与溴直接接触。

系統中儲存的溴液，在使用前經過純化及除气手續<sup>[1]</sup>。溴化銅分解产生的溴則不需要利用冷却剂来純化，其結果相同。

充气时低的溴压的測量与文献[1]中相似。利用測高計及硅油表 S 可讀准至 0.004 毫米汞柱左右。皮拉尼压力計 P 設計成可量毫米級压力（中心鎢絲直径 25 微米，長約 30 厘米，管内径 0.8 厘米）。它与油压力計讀数比較可以檢驗溴的純度。

为了減免計数管制成后其中部件繼續与溴发生作用，我們試了几种不同的充气方法，最后采用下述方法可以經常得到較好的結果。

将管抽空后在烤温约 450—500℃ 下除气一小时,其后降温至 300℃ 左右,待管冷到约 80℃ 时预充溴 1—4 厘米汞柱。经约 8 小时后再抽空,重复加温烘烤,此时露出烤箱的排气管内可以看到逐渐有微量的棕红色凝聚物,表示有挥发性的杂质存在。然后在常温下再预充溴一次。经 6—8 小时,将预充的溴抽出后就进行正式充气(对透明薄膜阴极管,预充一次就够了)。

为了使得充气均匀,充气成分可靠,排管的安排及充气步骤需要适当注意。当溴充入计数管后,除计数管部分以外的真空系统都抽空,以免充氖气时氖气将这些部分的溴挤入计数管而使溴压比例增大。充气完毕后要等一定时间再取下计数管,使得各管间的溴和氖达到平衡。这样就可以得到阈压基本相同的管子(相差在±5 伏以内)。

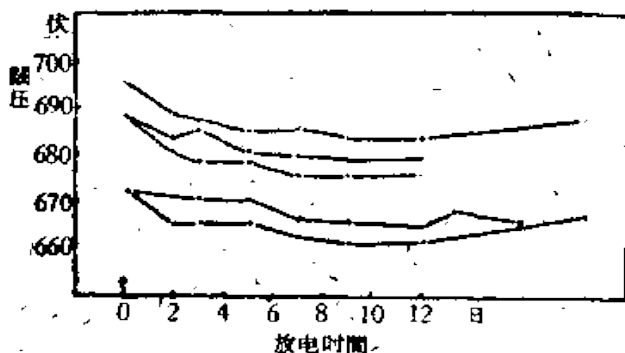


图 2.5(a) 50 微安作用下强流管阈压的典型变化

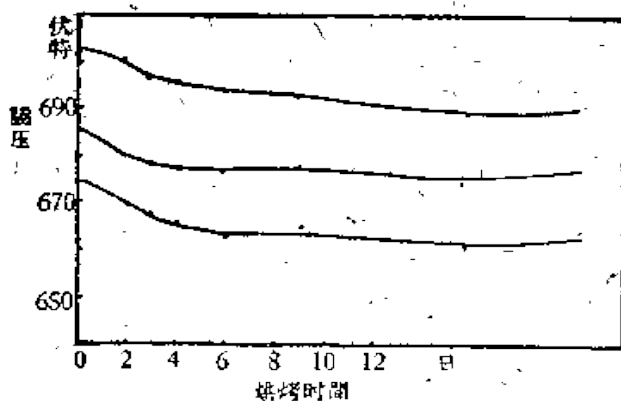


图 2.5(b) 40℃ 烤温下强流管阈压的典型变化

制成的不銹鋼阴极鹵素管放置于約 40℃ 的烘箱中烤48小时，強流管則还要在 10 伦/小时的放射性強度下通过 100 微安电流經 24 小时，用这样加速老化方法可以使計数管达到稳定状态，如图 2.5 所示。透明薄膜阴极的管子不必要經過老化过程。

**2.3 結果** 现将我們制造得較多的几种管子的性能的初步試驗結果列于表 2.1。图 2.6 表示透明薄膜管在不同計数总数后的坪曲綫情况。图 2.7 表示強流管的电流与放射性強度間的关系（見本章§3）。

表 2.1

管 型	薄 壁 鹵 素 管	強 流 管
閾 压	<390 伏	~600 伏
推荐作用电压		~ $V_p + 100$ 伏
有效坪长	~100 伏	<50 微安(最大电流)
斜 率	<10%/100	
死 时 間	≈120 微秒	依綫路 RC 值而定
使用溫度范围	100℃ > — -45℃	(40℃) — -25℃
閾压溫度系数	<0.1 伏/℃	<0.2 V/℃
本 底	~0.8°/分/厘米² 阴极	极 微
光 感	(在直射日光下) <本底	无
計数或使用寿命	10⁸ 次以上坪无改变	50 微安, 200 小时以上
壁 厚	~70 毫克/厘米²	
灵 敏 度	对 Ray 綫 ~3.6 × 10⁸ 次/伦	50 微安相当于 5—10 伦/小时的射綫強度(隨綫路条件不同)

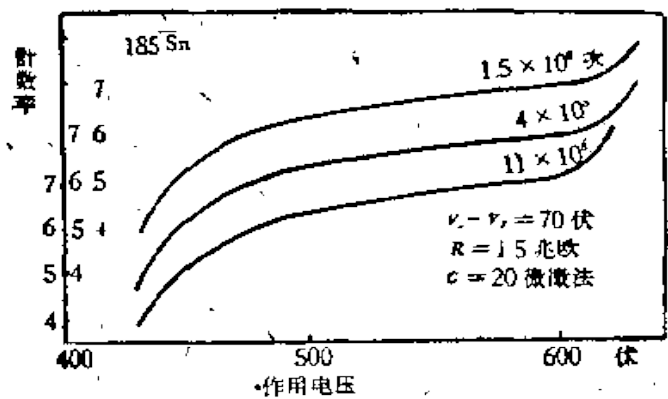


图 2.6 透明阴极鹵素管經 10<sup>8</sup> 次計数后坪曲綫的变化

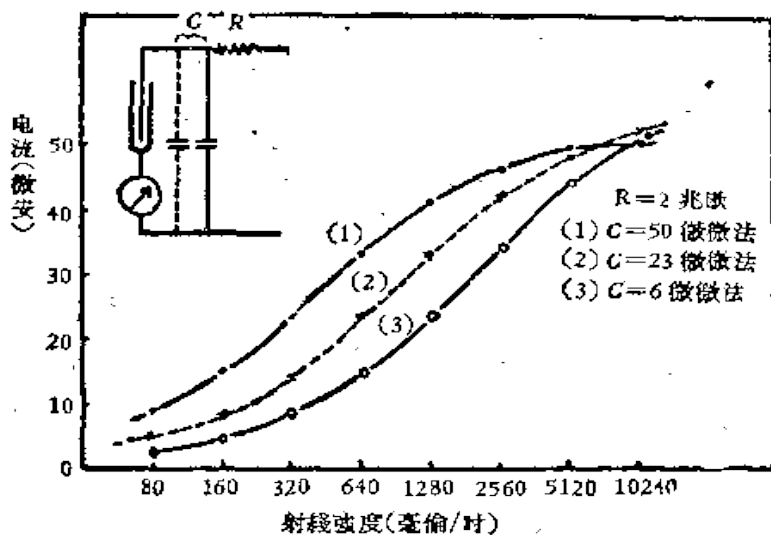


图 2.7 强流管电流与射线强度关系

### §3. 卤素管的性能

卤素计数管的主要特点已于前面介绍，它的性能与普通的有机蒸气猝灭计数管有着一定的差异。有关卤素计数管的性能及放电机构方面的文献目前还是较少的。其中比较一致的结果及解释如下：

(一) 在正离子向阴极运动时，由于电荷交换：

$Y^+ + X_2 \rightarrow X_2^+ + Y$  (X 表示卤素，Y 表示惰性气体)，到达阴极的只有  $X_2^+$ ，它在阴极中和时，通过分解，释出多余的能量而不致在阴极产生次级电子(与有机蒸气猝灭相似)<sup>[7]</sup>。

(二) 作为自猝计数管，其中  $X_2$  分子数不因放电而永久损失，所以它的使用寿命较长，对意外的放电也能忍受<sup>[8,9]</sup>。

(三) 由于在放电中形成的主气体 Y 的亚稳态  $Y^M$  与猝灭气体  $X_2$  之间的反应  $Y^M + X_2 \rightarrow Y + X_2^+ + e$  清除了妨碍(充纯惰性气体管的)正常计数的  $Y^M$ ，并且增加了产生的电子数。当  $X_2$  含量太大时，可以显著地减低开始计数的阈压<sup>\*[2,7,8]</sup>。

\* 如果 X 之电离势大于 Y\* 之激发势则无此作用，而得到高阈压，但只要满足(一)，仍是自猝的，如 A-Cl<sub>2</sub>。

(四) 达到猝灭作用所需要的溴的比例很少,并且没有寿命方面的考虑,因此阈压可以做得很低,并避免(五)中所述缺点. 用氟溴等高蒸气压的猝灭气体的计数管可以用于低温<sup>[8]</sup>.

(五) 由于反应



易于发生,而 $X^-$ 并不能在阳极附近重释出电子而引起计数,因此卤素计数管的计数效率可能较低(在溴压高时)<sup>[2,8,10]</sup>.

(六) 粒子射入与产生可被记录的信号间略有一些延迟<sup>[9,11]</sup>,但它与负离子或电子过渡时间无共同之处. 在阈压低的计数管中还会在一段电压范围内发生称为振盪的连续放电<sup>[1,2]</sup>.

(七) 计数管的坪曲线与外部线路条件有关<sup>[2,11]</sup>.

以上几点中(五)、(六)是不算严重的缺点.

鉴于目前已发表的材料较少且不完全,其中也不乏互相不符的地方,又有些数据需针对我们现在的制造条件来测定,为了便于从制造上与使用上控制性能并进一步了解其特点与放电机构,我们进行了一些性能方面的实验,其初步结果报告如下.

**3.1 卤素计数管的阈压** 卤素计数管的阈压指卤素管进入盖革计数区的最低电压. 卤素管阈压与充气及几何参数间的规律在理论及制造方面都很有意义. 在文献中的有关阈压的数据中,关于氟溴充气的数据<sup>[1,8,12]</sup>还是较少而不易互相比对的,因此我们也进行了一系列测量.

严格地说,阈压当为脉冲高度对作用电压的曲线外延至脉冲高度为零时的电压,我们为观察方便新采用了用示波器看出的输电脉冲高度约为30毫伏时(约相当于 $10^4$ 个雪崩)的电压,它与理想的阈压实际上是没有区别的. 对于含溴特少易于振盪(见本章§3.6)的计数管,我们仍按此定义进行测量. 作用电压是利用0.2%级的高压伏特计测量的.

测量的结果是按照维金生的近似阈压公式来处理的:

$$\frac{B}{V_n} = \log \left( \frac{V_n}{\alpha P} \right) - \log \left( \frac{X}{P} \right), \quad \text{【附录(5')式】}$$

即  $\frac{1}{V_n}$  对  $\log \frac{V_n}{aP}$  应成为一根直线, 式中  $V_n = V_0 / \ln b/a$ ,  $b$  与  $a$  各为阴极及阳极的半径,  $P$  为总压力,  $B$  与  $\left(\frac{X}{P}\right)_c$  为由气体成分决定的二个恒量(参看附录 § 1).

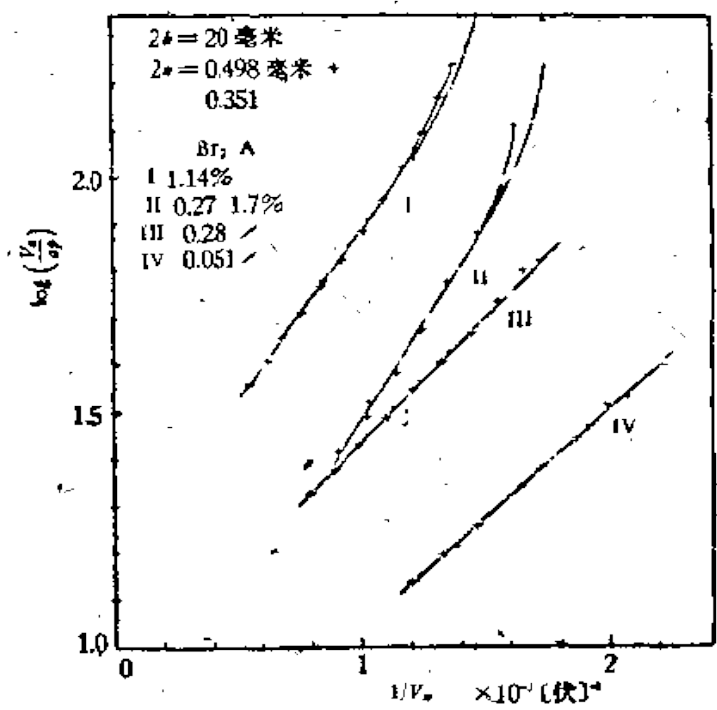


图 2.8  $1/V_n$  与  $\log\left(\frac{X}{P}\right)_c$

图 2.8 表示其中的一组结果; 各曲线在相当大的范围内确接近于直线, 而在  $1/V_n$  大时略向上弯曲,  $b/a$  愈大, 发生弯曲处的  $\left(\frac{X}{P}\right)_c$  也愈高, 所以(至少对于  $b/a$  不大的计数管)造成上弯的原因, 是在阴极表面附近也有些碰撞电离作用 ( $n \neq 0$ ) 而不符合上式推演中的假定缘故, 这种情况大致发生在碰撞电离临界半径  $r_c$  约为  $b$  的  $1/5$  上下时.

由类似的测量中求得的斜率  $B$  与截点  $\left(\frac{X}{P}\right)_c$  可见图 2.9, 在我们的实验范围内,  $B$  是与溴的浓度有关的, 而  $\left(\frac{X}{P}\right)_c$  也只有较小的范围内才与浓度成直线关系.

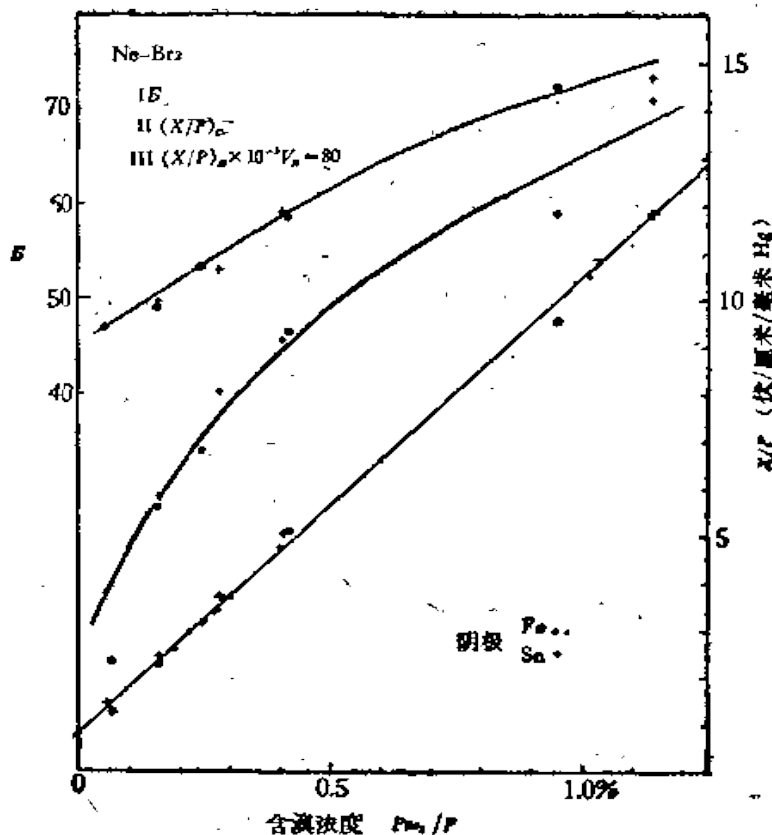


图 2.9 B 与  $(X/P)_c$  与含溴浓度

为了较精确地显示阴极材料与阈压是否有关，我們曾比較了处于同一管壳内的不銹鋼与錫化物薄膜二种阴极，其結果列在下表(表 2.2)。

表 2.2  
阴极直径~20 毫米, 充气可变

阳 极 直 径		阈 压 (伏)	
		0.5 毫 米	0.125 毫 米
阴极材料	不 銹 鋼	1101 327.4 206	874 303 195
	錫 化 物 膜	1103 326 201	875 302 191.4

由此可見,在可用的溴压范围外,上述二种阴极具有相同的阈压(与图 2.9 一致)。



当在气体中加入第三微量成分氩时,一般可以增加阈压(这与克鲁瑟的已发表的结果<sup>[1]</sup>不同,与华德的结果<sup>[13]</sup>一致),可自图 2.8 及表 2.3 看出,表内的结果是用在已封闭的计数管中敲碎小氩瓶来加入氩气的方法得到的,不致有因溴压不准而引起的误差。

表 2.3

$a = 0.62$  毫米,  $b = 8.5$  毫米,  $P_{Ne} = 34.5$  毫米汞柱,  $P_{Br_2} = 0.55$  毫米汞柱

A %	0	0.23	0.46
阈压 (伏)	375.5	380	385

根据阈压测量的结果,主要决定阈压的是溴压,氩压所起的作用不大,因此在设计中氩压可以全由其它方面的考虑决定。

利用测量经过气体放大的电离电流的方法<sup>[20,21]</sup>,可以得到关于气体放大的数据。这里是利用  $\gamma$  射线来产生电离电流的,因而无需特制的待测计数管,只要是极间电绝缘良好的管子都可以用此法测量。气体放大系数由下式决定:

$$A = \frac{N}{1 - Ne}$$

式中  $N$  为每一雪崩内的电子数,  $Ne$  为该雪崩可以产生的新雪崩数。当  $Ne \ll 1$  时  $A \approx N$ ,如果采用维金生的关于  $N$  的近似公式,则有

$$\frac{\log N}{V_n} = -\eta \left[ \log (Pa(X/P)_e) + \log \left( \frac{1}{V_n} \right) \right]$$

[附录(4)式]

图 2.10 表示实测的结果按上式画出的图,对有机蒸气猝灭的计数管,  $\frac{\log A}{V}$  与  $\log V$  确成一直线,与上式符合。直线外延至  $V$  时,得  $\log \epsilon = -5.2 (\sigma = 197 \text{ 伏}^{-1})$ ,与一般公认值符合,其斜率亦与  $r_1$  大致相符。对卤素管亦可按上式分开  $N$  与得到  $-\log \epsilon = 2.05$ 。对别的低阈压卤素计数管测得的  $\log \epsilon$  也都在  $-2$  上下,根据曲线斜率及  $\log \epsilon$  算出之  $B$  亦与根据阈压算出的相近。

在卤素计数管中,因为溴很容易形成负离子,并且在这负离子

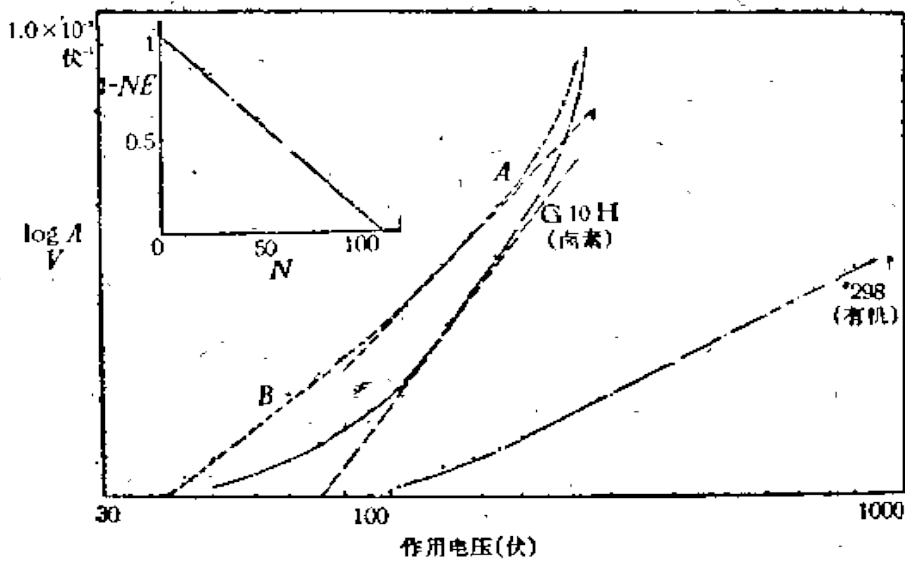


图 2.10 气体放大特性(虚线 AB 表示加一负离子效应改正后的曲线, 其中的常数是任意假定的)

到达阳极附近时也不会再释出电子, 因此在用上法测量时, 实际放大电流  $I_A$  与饱和电流  $I$  之比为

$$I_A/I_0 = AI_c + I_{ion}/I_c + I_{ion} = A' \approx A,$$

此处  $I_c$  与  $I_{ion}$  各为到达阳极的电子及离子电流。所以上面的数值仍需用附录(18)式加以改正。从坪曲线的斜率及改正后的  $A$  的曲线形状来看, 这种改正绝不会使  $\log \epsilon$  减少 0.6 以上。

因此, 可以断言, 在卤素管中,  $\epsilon$  之数量级为  $10^{-2}$ , 远大于普通有机蒸汽猝灭的计数管。

从阈压分析及气体放大系数的测量(加上电子被俘获改正的), 说明维金生阈压公式对卤素计数管尚能适用。应该注意, 这个公式是很粗略的, 在卤素计数管中各种参数的很大的变化范围内, 不能都很适合。(卤素计数管的  $\frac{b}{a} = \frac{\text{阴极半径}}{\text{阳极半径}}$  在 10—250 或

更大范围内,  $\frac{p_{Br_2}}{p_{Ne}} = \frac{\text{溴分压}}{\text{氖分压}}$  在 0.05—10% 间, 变化的幅度远远大

于有机蒸汽猝灭的计数管)除了由于阴极表面电场过强引起的偏差外, 尚需考虑到关于  $\ln \epsilon$  与  $\eta$  为恒量的假定, 后者只是近似的, 而前者则为可疑的。所以求出的  $B$  值可能有系统误差。但在放电

机构的討論中仍以使用  $B$  值較好，因为此时上述的問題同样存在，所以誤差当可部分抵消。

在我們部分数据中还显出  $b/a$  較大的計数管的  $(X/P)$  常略大。这一点尚待更多的数据来验证。

在利用上面的数据来预先估計計数管的閾压时，还須注意到在一般充气过程中，对气体混合物均匀度的控制是依具体充制条件而有所不同的。

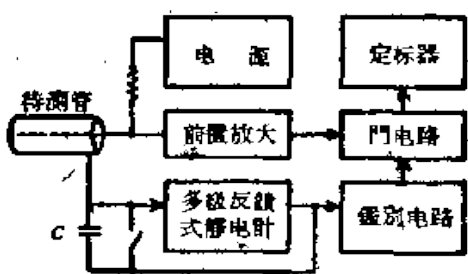


图 2.11 电荷测量装置

**3.2 每个脉冲的电量** 每次計数通过計数管的电量  $q$  的测量可以揭示計数管的雪崩增殖过程的一些性質，并且对計数管的其它特性（如死時間、坪长等）亦有一定的关系\*。

利用图 2.11 的装置，当校正过的电容  $C$  的端电压达到一定数值时即自动停止定标电路，就可以求出通过計数管的总电荷达到指定值时所需的总計数次数，从而算出每个脉冲的电荷  $q$  的平均值。利用多級反饋式的静电計可使阴极的电位在电容充电的过程中保持不变。电路参数中，阳极系統总电容  $C$  的测量用特别的电容电桥在計数管已連接在工作着的輸入电路的条件下直接量出的（图 2.12）。这种电桥可以容忍較少的并联电阻，其工作頻率約有

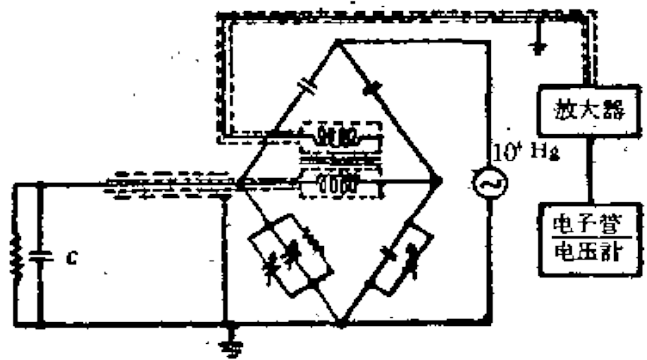


图 2.12 电容电桥

\* 文献[2, 11, 14]曾输出个别的脉冲电荷或脉冲高度的数据。

104 赫。 联结待测电容的导线所引入的杂散电容的变化，一般是  
可以忽略的。

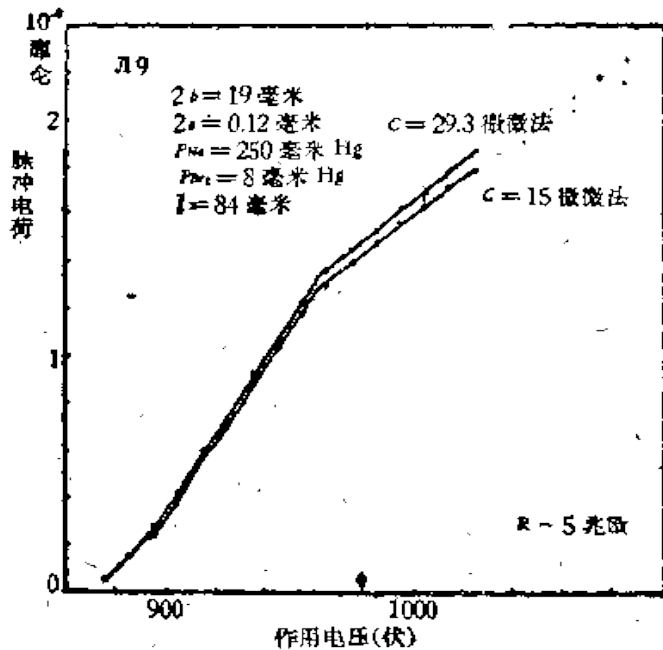


图 2.13 电荷脉冲(高电压)

图 2.13 是一只含溴多的卤素计数管的电荷对作用电压的曲线，它数量的大小及曲线的形状均与普通有机蒸气猝灭的计数管相似，转折点前后曲线的斜率比亦近于 2:1。当含溴量少时，曲线形状就完全不同。图 2.14 表示在含溴量减低时，脉冲高度对电压

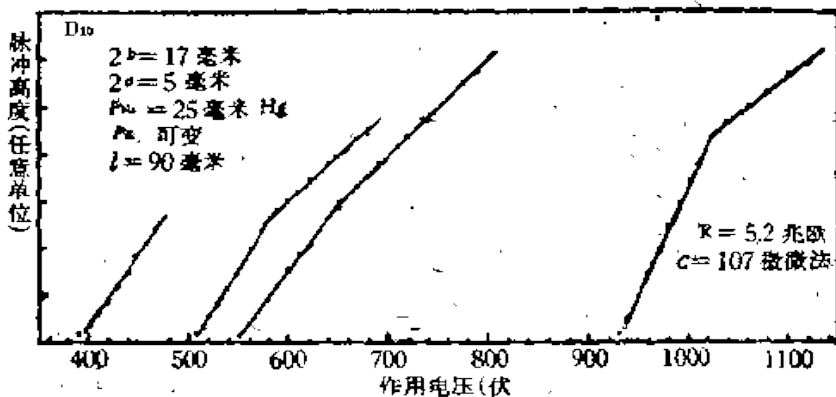


图 2.14 不同溴压下的脉冲高度曲线

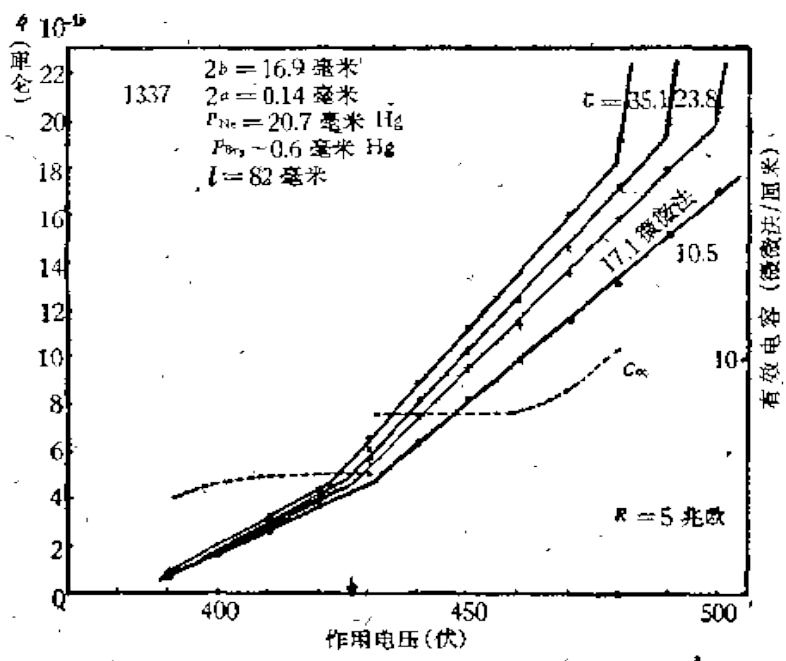


图 2.15 脉冲电荷(低溴压)与有效电容

曲线形状变化的情形。图 2.15 所表示的低阈压计数管的电荷曲线可近似地用三段折线表示, 第一个曲折接近于  $m = q/Q = 1$  ( $m$  即放电电荷与阳极上原来的电荷  $Q$  之比), 而第二曲折处表示双脉冲之发生, 以上结果与文献[4]中已发表的 A-Br<sub>3</sub> 管的材料相似。这种计数管之  $q$  与外部电容  $C_0$  的关系较大, 图 2.16 是  $\frac{1}{q}$  对  $\frac{1}{C_0 + C_{eq}}$  的曲线, 如果只从数量关系来看, 可认为管内有约 0.5 微法/厘米的等效电容  $C_{eq}$ , 它可以用作  $q$  对  $C_0$  的依赖性的变量, 在双脉冲发生以前其数值的变化是不大的\*。

图 2.17 是另一种计数管( $b/a$  较小的低阈压管)的  $q$  曲线, 表示线路依赖性的  $C_{eq}$  画在图中, 可以看出,  $q$  可达甚大的数值, 曲线也可近似地分为三段曲线,  $C_{eq}$  也在第三段内突增, 在转折点附近可看到不明显的电流双脉冲, 电压再增加即成为单脉冲。

在强流管中, 虽然溴压较高, 但  $b/a$  很小, 当超过电压很小时,

\*在  $q$  对  $V$  曲线的转折点间, 各段内的  $C_{eq}$  的变化不大。

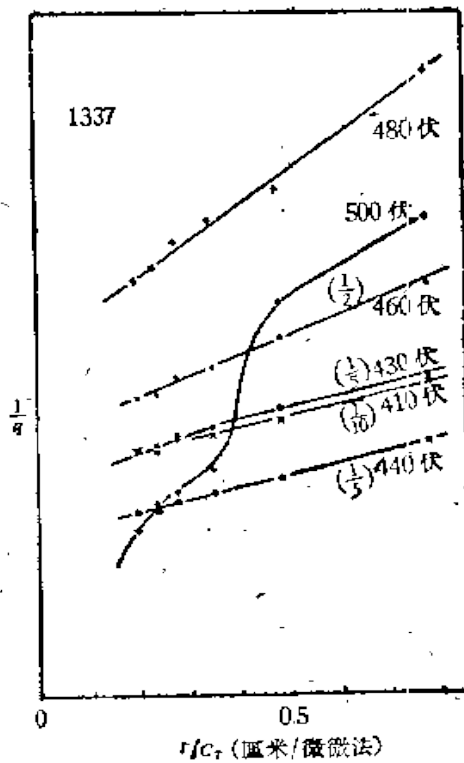


图 2.16 脉冲电荷与电容

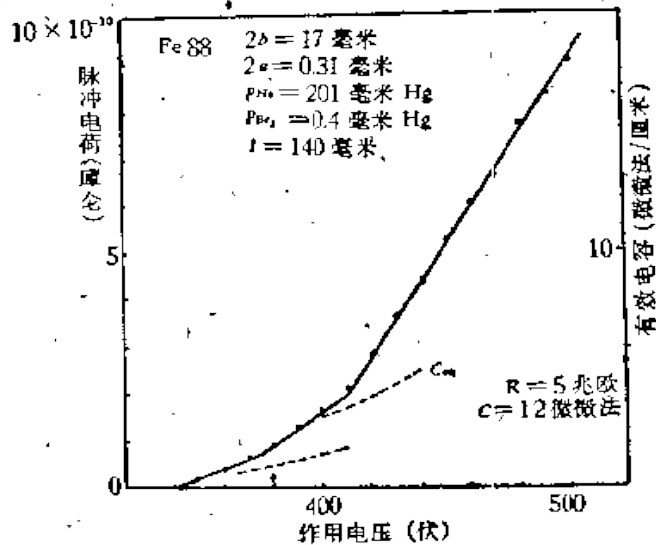


图 2.17 脉冲电荷(低压力)

得到的是小脉冲，其管内等效电容也不大，当电压达到某一定值时，脉冲即突然增大，而  $q$  与  $C$  成直线关系，其间并无可分辨的双

脉冲.

按以上实验结果,当电压  $p_{Br}$  或  $b/a$  降低时,  $q$  随作用电压及电路参数变化的情况均与普通有机蒸气猝灭的计数管有显著的差异.

上面所述的双脉冲的脉冲电流的示波图可见图 2.18, 图内还附有在管端用光电倍增管测得的发光强度的变化, 可以看出二者是相应的. 第二脉冲的大小对电路的参数依赖性较强, 两波峰间的间隔为数微秒, 与电容  $C_c$  的关系不大, 当作用电压增加时两波峰即移近, 在更高的电压下即不能分辨.

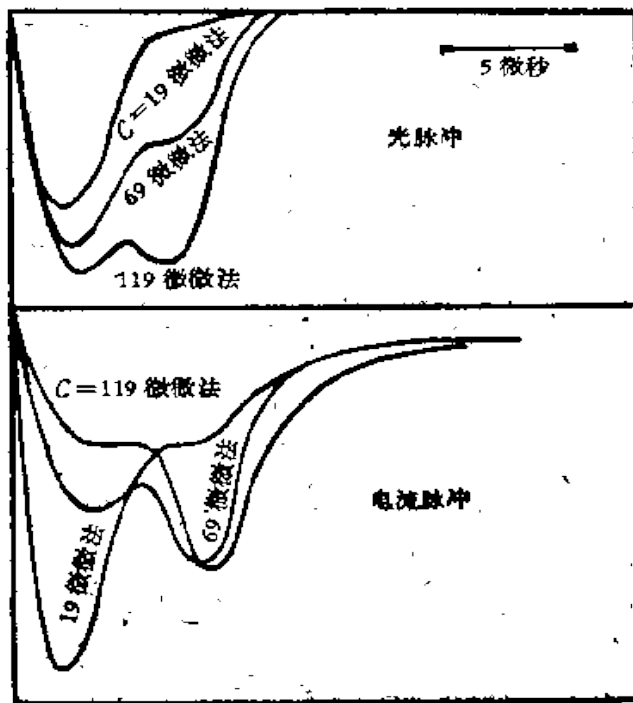


图 2.18 双脉冲(示波图)

按维金生理论, 如果阳极上原来带的电量为  $Q$ , 而脉冲电荷  $q > Q$  时, 雪崩增殖过程中电子便不可能完全达到丝上而暂时停留在阳极附近与正离子共存, 形成电场为零的“中性区”或“等离子区”. 由于空间电荷的分布突然改变引起了其猝灭作用的改变(附录 § 1.2). 这些图中还用箭头标出  $\ln Z_0 = 1 (Z_0 = N, \epsilon)$ , 按

$\ln \frac{1}{s} = 5$  計算时的电压, 虽然在这几图例中的一个轉折点之  $\ln Z_0$  尚近于 1 (按維金生理論应等于 1), 但这只是一种偶合, 更多的数据表明此点之  $\ln Z_0$  随充气及几何参数之不同而有很大差异。

严格讲来, 中性区的产生应在  $q$  略大于  $Q$  的时候, 因为在放电过程中还有一些电荷由外部电容  $C$ , 流向阳极, 实验上得到的轉折点的确也常在  $q$  略大于  $Q$  的地方。中性区内的电子可以抵消正离子的作用, 因而需要更多的离子对方能产生足够大的空間电荷猝灭作用, 所以  $q$  对  $V - V_0$  的曲綫应该如图 2.13 及 2.14 所示地向上折, 但这样就不能解释高溴压管 (及有机蒸气猝灭管) 的向下折的曲綫。应该指出, 在脉冲电荷方面的问题目前尚未得到满意的解决, 維金生的关于  $q > Q_0$  的  $q$  公式<sup>[2]</sup> 是由于他在計算方法中的假定 (关于电荷分布的与实际情况不符的假定) 决定的, 而不是物理的假定决定的, 所以还应该加以改进。

关于  $q$  曲綫第三段上蹿而对电路的依賴性很強的部分, 很可能是相当于附录 §1.2 中所討論的, 在雪崩增殖的过程中, 开始碰撞电离的临界半径  $r_c$  增大至  $er_c > b$  的情况, 此时空間电荷即失去其猝灭作用, 因为得到很大的、主要由电路条件决定的脉冲。显然, 气压及  $b/a$  的降低, 将使放电前的  $r_c/b$  增加而易于达到  $r_c > b/c$  的情况, 这是与实验得到的第二轉折点的位置随溴压及  $b/a$  变化的趋势相符的。 (对于強流管可参看本章 §4.1.) 为了从数量上檢驗这种看法, 可設想在放电以前的临界半径为  $r_{c0}$ , 在雪崩增殖的过程中, 由于离子对的产生和运动, 使得  $Q_{cap}$  的电荷由外部电容流入阳极, 而使  $r_c$  增大至  $r_c = b/c$ 。此时所需之  $Q_{cap}$  将为

$$Q_{cap} + Q_0 = Q_0 \left( \frac{b}{er_{c0}} \right) \text{ 或 } Q_{cap} = Q_0 \left[ \left( \frac{b}{er_{c0}} - 1 \right) \right],$$

而  $Q_{cap} < q$ , 其間的比例由空間电荷分布的情况决定 [附录 (11) 式]。对图 3.13, 3.15 及本章 §4.1 所示曲綫的計算結果如表 2.4。按下表所列, 似乎  $Q_{cap}$  大于  $q$ 。但是沿綫各点由于放电先后不同,

\* 可以通过闕压的分析 (見本章 §4.1 及附录) 求出  $R_{c0}$  的値。



表 2.4

管形及管号	第二转折点处之 $q$	$Q_{cap} = Q_0 \left( \frac{b}{cr_0} - 1 \right)$
337	$4.5Q_0$	$5.6Q_0$
Fe 88	$2.4Q_0$	$2.9Q_0$
1228(强流管)	$0.5Q_0^*$	$0.7Q_0$

其电荷分布是不均匀的(尤以空间电荷猝灭作用弱时为甚,参看本章 § 3.5)。由于电极几何上的缺点(如丝不匀不正或端效应)也会造成电场及电荷分布的不均匀,因此在放电最强处之  $q/e$  将显著地大于实验中量得的平均值;而在低阈压卤素管的雪崩增殖时期又很长,由图 3.16 的脉冲电流图可以看出,在此期间的  $q$  相当大部分都可释出为自由电荷  $Q_f$  (或  $Q_{cap}$ )。此外,还要考虑到  $r_c$  的估计也是不准确的,因此上表的结果还是合理的。

双脉冲的形成亦可以顺利地解释:在雪崩增殖的过程中,先是由于空间电荷的猝灭作用使  $Ne$  小于 1 而使雪崩增殖开始收敛,形成第一个波峰,但等到  $r_c$  扩张到  $b/e$  外,  $Ne$  又重新增加,而形成第二个波峰。显然,第二波峰的大小对电路参数有很强的依赖性。当再增高作用电压而使此暂时的猝灭作用不足以使雪崩增殖暂时收敛,双脉冲就不出现(或不能分辨)。

$q$  对电路的依赖性与从空间电荷与电路这两种猝灭效应的相对大小的考虑的结果符合(附录 §1.2),但是还很难从数值上验证。

**3.3 死时间** 卤素计数管的死时间  $\tau_d$  数值上大致与普通有机猝灭计数管相当。

图 2.19 表示利用同步示波器测出的死时间随着作用电压的变化,可以看出,在一般使用范围内( $C$  较小时),低阈压卤素管的  $\tau_d$  数值随作用电压的变化是很小的,这也是卤素计数管的一个优点。这是因为在  $q$  对  $V - V_c$  曲线的第一转折点以后,使阳极附近电场恢复至可以计数时正离子鞘所处的临界半径随着作用电压而增加,而正离子过渡时间因作用电压及脉冲电荷的增加而缩短,

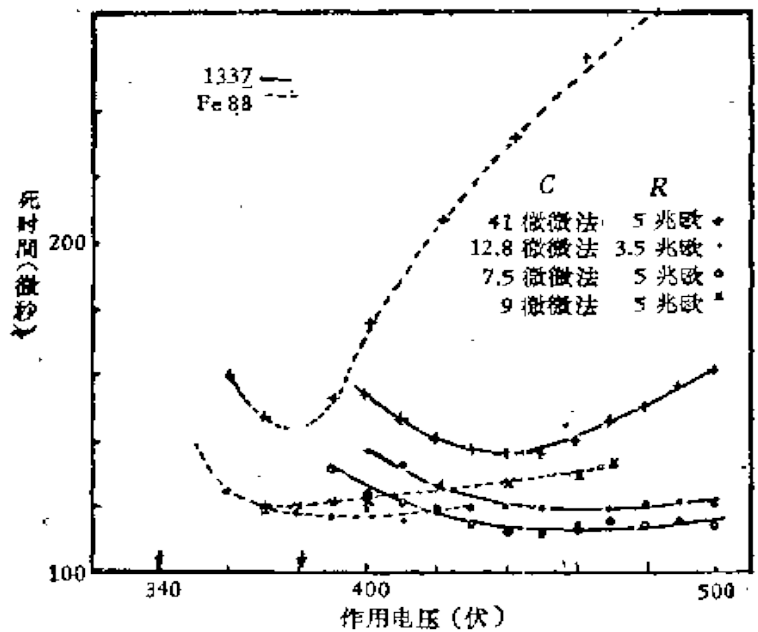


图 2.19 作用电压与死时间

这两种效应部分地抵消了的缘故。至于含溴多的高阈压计数管，其死时间随着作用电压的变化亦与普通有机管相似，如图 2.20 所

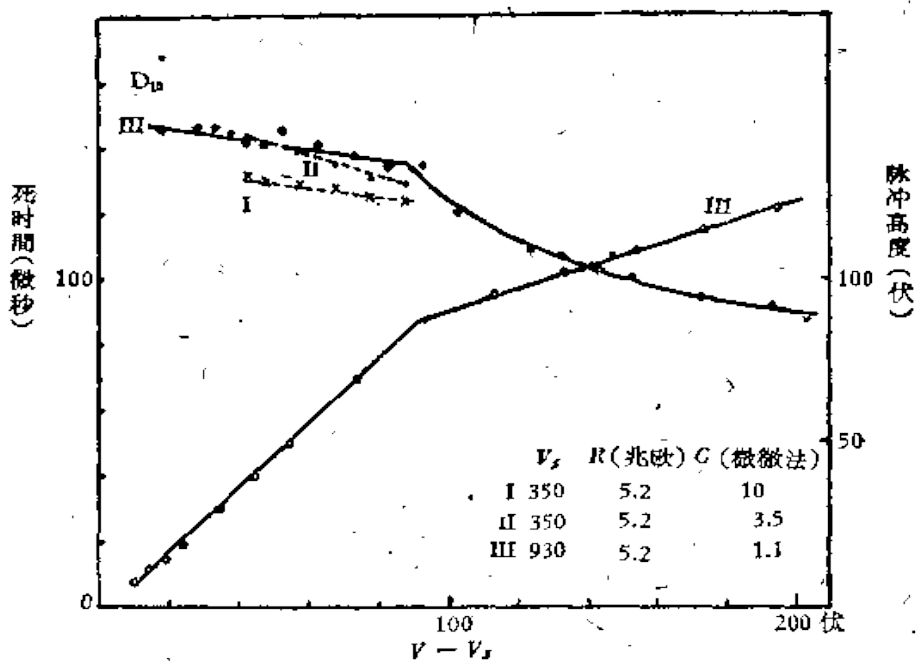


图 2.20 死时间与超过电压(不同溴压)

示。这是可以根据其  $q$  对作用电压的曲线与有机管的相似而推断出来的。比较图 2.20 的两条曲线可知溴压的变化（因而也是闩压的变化）对死时间的影响不大。图 3.21 表明死时间与氩压成直线关系， $b/a$  的改变对死时间的影响亦不显著。

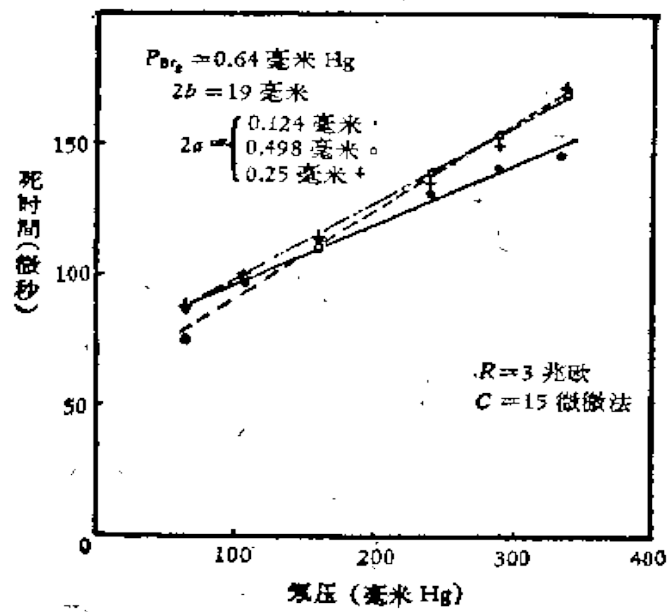


图 2.21 氩压与死时间

外部电路参数对死时间的影响可见图 2.22 (及图 2.19)。外部电容  $C$  (或总电容  $C$ ) 主要是通过  $q$  的变化来起作用的， $q$  对电容

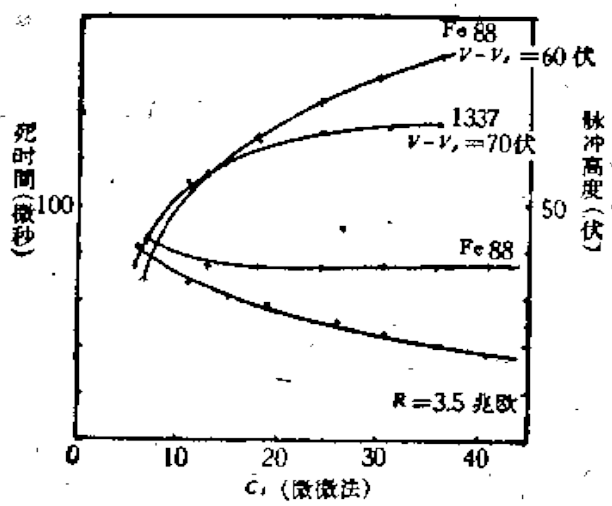


图 2.22 并联电容与死时间

的依赖性更强的管子,其死时间随电容的变化亦愈大。

当外部电容  $C_1$  过小时,由于电量的减少,并且沿丝是不均匀的(见本章 §3.5),用示波器观察到的死时间(各处死时间可能不同而测得者为小值)即显著地降低,至于强流管的死时间特性可见本章 §4.1。

以上的实验结果给出了  $\tau_d$  随各种参数变化的情况,这些变化趋向都与理论上的期待相符合。对于低阈压管,在  $q$  大时,实验结果与斯太佛公式<sup>[15]</sup>的计算结果还不很符合,主要原因是斯太佛公式高估了空间电荷对缩短正离子过渡时间所起的作用。

**3.4 坪曲线特性** 卤素计数管的坪曲线特性如用相对坪长  $L = \text{坪长}/\text{阈压}$ , 相对斜率  $S = \Delta \ln n / \Delta \ln r$  表示,一般可达  $L = 20 - 70\%$ ,  $S = 40 - 10\%$ ; 与普通有机蒸气猝灭的计数管 ( $S = 50 - 20\%$ ,  $L = 15 - 35\%$ ) 相当或较好,这种表示方法适用于比较阈压相差很大的计数管。

计数管放电特性既与外部线路有关,自然也会反映在坪曲线上<sup>[12,13]</sup>,图 3.23 表示在一般常用线路参数范围内坪的变化情况。如果使用很小的串阻(如 0.1 兆欧),还可使坪更缩短(虽然它还是自灭的)。与文献中报导的相同。有时使用者常在计数管中与前级放大器间串联一个电阻以减少有效分布电容,此时坪曲线的变化如图 3.24。必须指出,在这种  $C_1$  极小的情况下,虽然坪长好象是增加了,但对一定范围内的串阻值,在坪的中部可能发现易于陷入

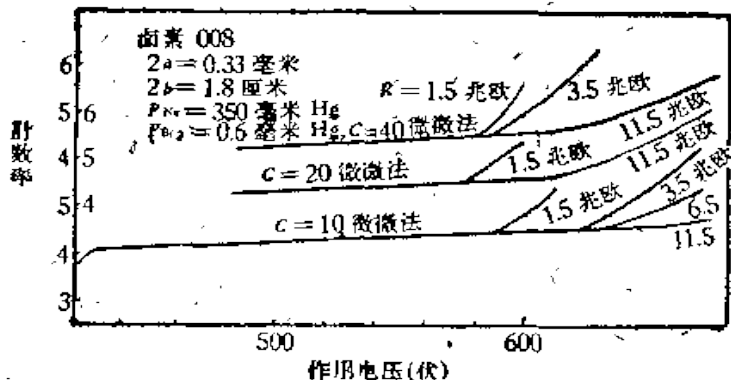


图 2.23 线路参数与坪曲线(各曲线原点不同)

連續放电的区域(見本章 § 3.6), 如图 3.24 中虛綫所示, 当串阻很大时, 这种現象(坪中振盪)較不易发生.

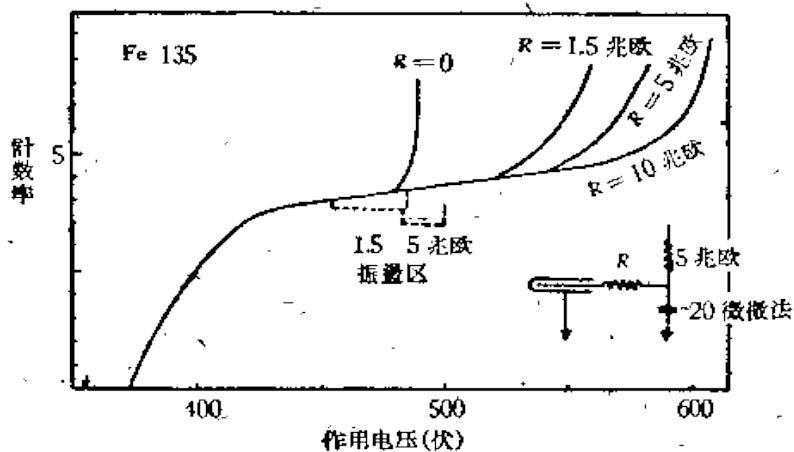


图 2.24 串阻与坪曲綫

电路条件对坪的影响可从  $q$  与死时间的变化两方面来理解, 减少电容可以减少  $q$ , 应当是有利的, 但当小到使死时间显著缩短时, 则可能造成使坪变短或坪中振盪的情况.

强流管的死时间随  $RC$  时间常数而增加, 坪曲线也在一定范围内随  $RC$  增加, 不论对强流管还是卤素管, 高的串阻值总是有利的.

图 2.25 表明坪长随氖压  $P_{Ne}$  的增加而增加, 斜率随之减少,

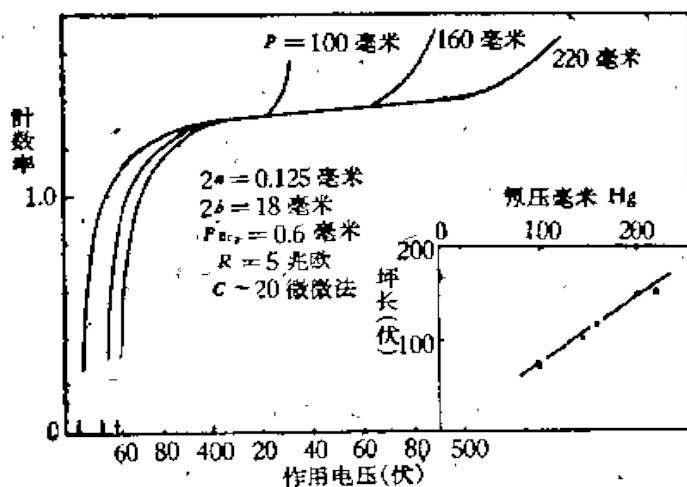


图 2.25 氖压与坪

与文献 [1, 13] 中已报导的一致; 在常用的范围内, 坪长与氩压具有直线关系, 因为氩压对阈压的影响很少, 所以在死时间与成本的考虑允许的条件下可以尽量利用这个关系。

坪长与  $b/a$  的关系, 目前还缺少有关的系统的的数据, 应该指出, 在有机蒸气猝灭的计数管中, 两电极半径之比  $b/a$  必须保持很大的数值 ( $\sim 10^2$ ), 而卤素猝灭管中即无此限制,  $b/a$  可低至 10 或更低, 仍具有可用的坪曲线, 这是对某些特种计数管 (如针状计数管) 设计上有利的地方。

溴压的增加虽也可以使坪增长, 但阈压也显著提高, 并当溴压过高时由于原始电子被溴俘获形成负离子而引起的计数效率的降低 (附录 § 1.4) 也愈严重, 所以好处是较少的。图 2.26 表示当其他的条件不变, 而在很大范围内改变溴压时坪曲线变化的情况, 与文献 [10] 中对氩溴管的材料相似。可以看出, 当溴压 (或阈压) 增高时, 计数率降低而斜率增加, 这个斜率主要是由计数效率的改变引起的, 而不能全归之于乱真计数。当管内溴压高时, 坪曲线可外延通过原点, 即相对斜率等于 1, 这是因为在管壁附近产生的原始电子已不能作为电子到达阳极, 有效的计数容积显著地小于管的容积而与作用电压成正比的缘故 [附录 (19) 式], 这种计数管显然是不易发生光感及乱真计数的。

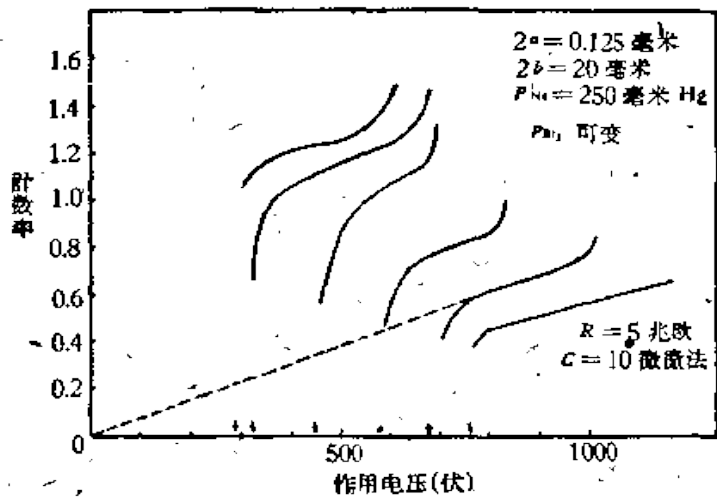


图 2.26 溴压与坪

另一种计数损失，表现在鹵素计数管的坪曲线的接近阈压的一段内。这是一个斜率很大的弯曲的部分(图 2.25, 图 2.28)形成了坪曲线的膝部,在此段内脉冲高度仍是均匀的。在实验易于进行的范围内,计数率的对数  $\log n$  与超压的倒数  $\frac{1}{V - V_0}$  大致成一直线,用这种画法可比较不同管的膝部弯曲程度(图 2.27)。

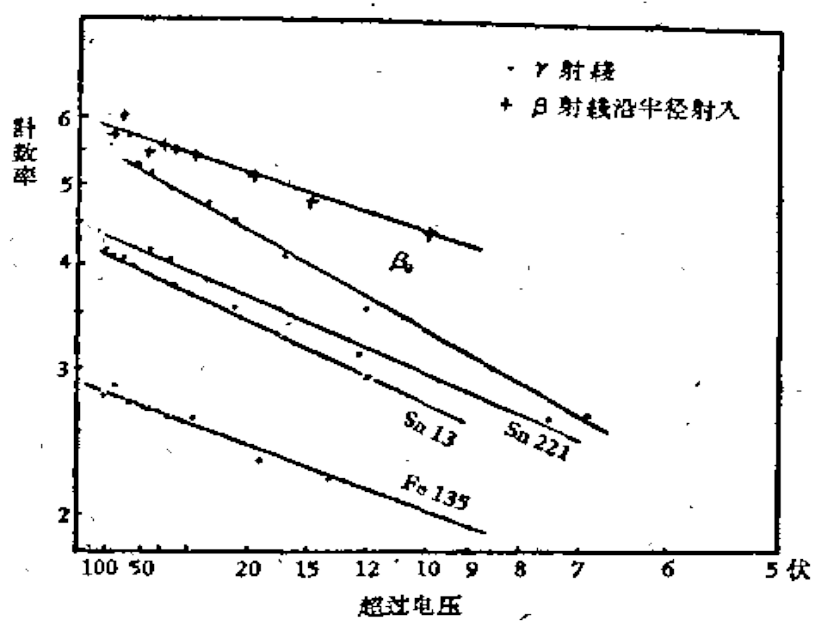


图 2.27 坪的膝部

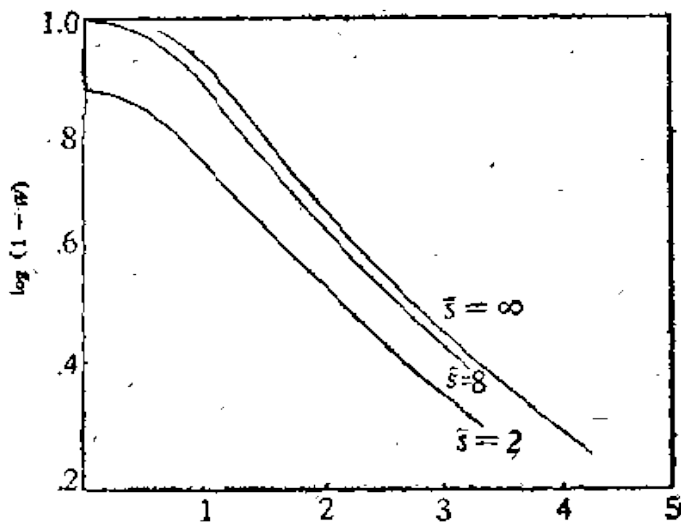
坪曲线的膝部，可以用雪崩增殖过程中的统计涨落引起的计数损失来解释。每一雪崩虽然平均可以产生  $\bar{Z} = (\bar{N}e) > 1$  个新雪崩,但也有一个新雪崩也不发生的机会,因此便可能使放电在最初  $n$  代内中断,引起计数损失。按照韦斯曼<sup>[16]</sup>的计算(考虑了气体放大及雪崩再生中的统计涨落),对于一个原始电子的计数损失的几率为

$$W(n) = \frac{1}{\bar{N}e} = \frac{1}{\bar{Z}}$$

如果到达丝上的原始电子平均有  $\bar{S}'$  个(假定是按泊松分布的),则

$$W(\bar{S}') = \sum_0^{\infty} \left(\frac{1}{\bar{Z}}\right)^s \left(\frac{\bar{S}'}{S'} e^{-\bar{S}'}\right) = e^{\bar{S}'} \left(\frac{1}{\bar{Z}} - 1\right),$$

此式以  $\log(1 - W)$  及  $\frac{1}{\bar{S}' \log Z}$  为变数画于图 2.28, 因为  $\log 2$  大致与超压成正比 [附录(8)式], 所以在相当大的范围内的计数率的对数与超压的倒数将成一直线, 虽然  $W = 0, \bar{Z} = \infty$ , 并不在此直线上而在其下约 10% 处。



·图 2.28 统计涨落引起的计数损失

由图 2.28 可看出, 当用  $\beta$  射线沿半径射入时, 斜率  $\Delta \log n / \Delta \frac{1}{r}$  较用  $\gamma$  射线均匀照射时的 2 倍, 这时因为沿半径射入的径迹较长、 $\bar{S}'$  较大的缘故。同样, 总气压的增加, 丝半径的增加与溴压的减低, 均可以增加  $\bar{S}'$  而减低斜率, 与表 2.5 所列的结果符合。如果按

表 -2.5

管号	阴极	P 毫米汞柱	$P_{Br_2}$ 毫米汞柱	2a 毫米	2b 毫米	$V_r$ 伏特	$\frac{\Delta \log n}{\Delta \frac{1}{V}}$	说 明
5	Sn	210	0.3	5	~18	300	1.26	$P_{Br_2}$ 不同 阴极材料 不同 $\beta$ 射线沿半径射入 } 粒子径 $\gamma$ 射线全部照射 } 迹不同 * 不同
201	Sn	210	0.7	5	~18	357	1.55	
135	FeCr	200	0.6	5	~18	336	1.5	
$B_0$	Sn	—	—	51	~18	408	1.14	
A	Sn	280	0.48	10	~18	346	1.05	
R*	Sn	280	0.48	12.5	~18	380	0.8	
B*	Sn	180	0.31	12.5	~18	310	1.2	



本章 §3.1 中的  $\sigma$  与  $e$  算出  $\log Z$ , 则  $S'$  的数量为 10 尚称合理。

造成坪曲线的斜率的另一个原因是乱真计数。图 2.29 是利用迟缓重合法<sup>[17]</sup>测得的在每次计数后乱真计数的时间分布的示例。在死时间以后可看到与普通计数管相似的乱真计数的峰, 但其分布较宽。在接近坪曲线的尾部时, 乱真脉冲则大量出现, 以致在示波器上看不到均匀的脉冲, 这现象可用来估计坪长。

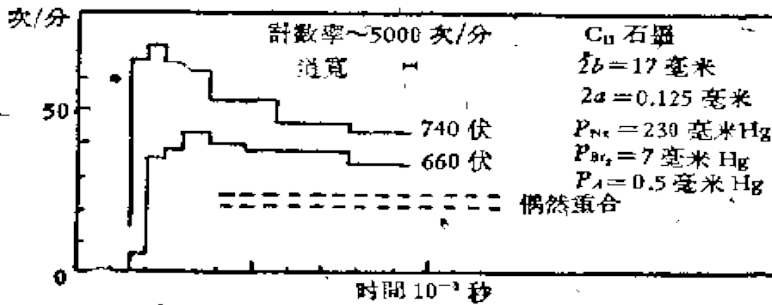


图 2.29 乱真计数的分布

附带可以提及在透明薄膜阴极的计数管中, 当作用电压在坪尾部时常可看到丝两端套管处发光较强, 可能套管的构造对坪也有相当影响。

**3.5 放电的传播及发光现象** 在卤素计数管中, 放电也是先由原始电离发生的一段开始, 然后沿着丝传播的。利用一对光电倍增管测量丝上不同位置发光的时间的先后, 可以确定这个现象并测出传播的速度(文献[23]亦曾利用过这种方法)。图 2.30 表示两光电倍增管所量得的光脉冲, 由其顶点间的距离可算出图 3.31 所表示的传播速度\*, 此速度随作用电压变化的情况与普通有机气体猝灭的计数管相似, 接近于一根直线。

由示波图还可看出光脉冲的半宽度与放电在两倍加管间(约 8 厘米)传播的时间差不多, 所以管内同时发光的区域是很长的。

丝上一个固定点的发光时间, 随溴压及超电压( $V - V_0$ )的降低而增加可达数十微秒。

\* 在保证传播时间内阳极电压基本上不变的条件下, 由光脉冲达到两波峰上相应高度的时间差所求得的传播速度与以上定义所得值无显著差异。

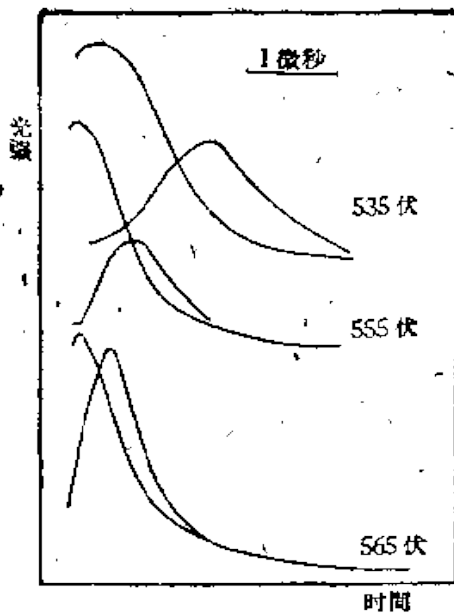


图 2.30 光脉冲

管号B21:  $2b = 2$  厘米,  $2a = 0.12$  厘米,  $P_{Ne} = 25$  厘米Hg,  $P_A = 0.2$  厘米Hg,  $P_{Pr2} = 0.08$  厘米Hg,  $l = 8$  厘米

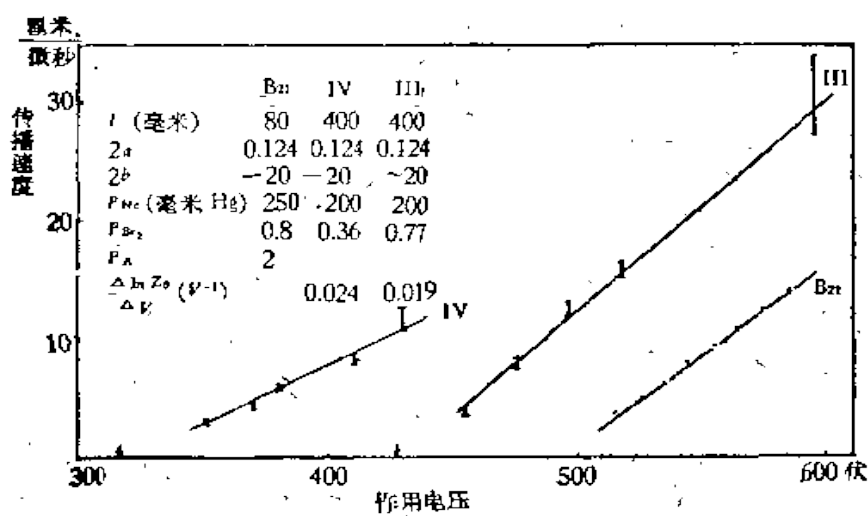


图 2.31 传播速度

在放电的不同阶段,加上很狭的猝灭脉冲,可以看到发光的强度立刻有相应的减弱(图 2.32)。因此,可以断言发光的时间与管内雪崩增殖的过程燃烧时间是大致相应的,因而后者是很长的。电流脉冲与光脉冲的形状相似也支持了这个论点。

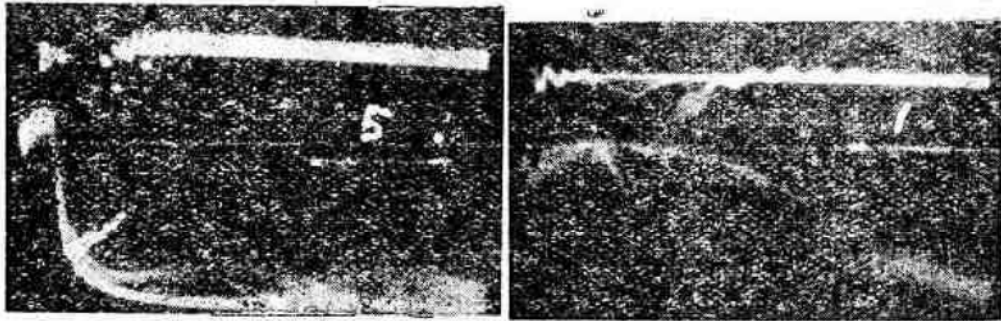


图 2.32 淬灭脉冲(左)对双光脉冲(右)的影响

管号 Sn 3  $R = 5$  兆欧,  $C = 9.94$  微微法,  $V = 332.4$  伏

前已说明, 卤素计数管  $q$  大  $\tau$  也大, 因之放电中形成的雪崩的个数也大得多 (为有机蒸气淬灭管的  $10^3 - 10^4$  倍)。但在放电初期, 雪崩数按指数曲线  $\left(\frac{t}{\tau_0} \ln Z_0\right)$  增加, 所以上述因素不能使燃烧时间增长至  $10^2$  倍。最合理的解释还是两代雪崩间的平均时间  $\tau$  较长。当电压减低时, 惰性气体分子的亚稳态寿命增加, 同时由于光子平均自由路程的增加, 也增长了电子过渡时间, 两者均能使  $\tau$  变长, 但孰为主要者目前尚难判断。从  $\ln Z \propto V - V_0$  亦可定性地说明燃烧时间迅速地随  $V - V_0$  变低。

文献[4],[8]均指明在卤素计数管放电时, 可引起放电传播的光子的自由路程可达甚大之值, 利用分段阴极管及处于同一管壳中的两只计数管我们也得到了相同的结果。

佐伦 (Zoonen), 低电压卤素管的迟延, 实际上就是雪崩增殖 (或燃烧) 过程的初期。当带电粒子射入后, 由于卤素管  $e$  大, 每个雪崩内的电子很少, 所以要经过相当多代 (与  $\ln Z$  成反比) 的增殖才能得到可观察到的讯号, 而每一代所需的时间  $\tau$  又很长, 所以形成相当长的、大致与超压成反比的迟延。

既然卤素管的雪崩增殖过程的时间很长, 就不能把正离子鞘形成的过程与运动的过程截然分开。其实, 即使对有机蒸气淬灭管来说, 燃烧时间内正离子的运动也是不能忽略的。

由于引起雪崩光子的平均自由路程与两代雪崩间所需的时间  $\tau$  同时增加, 放电传播的速度仍与普通有机蒸气淬灭的计数管相近。

放电依有限速度沿丝传播的一个后果是当外部并联电容过小时,在传播过程中阳极的电压显著地降低,以致在距粒子入射处愈远的地方,由于放电愈迟,所以放电强度也愈弱。这种沿着丝上放电不均匀的情况甚至可用肉眼看出(计数率高,发光强时)。其发光强度随传播时间的变化,及各段放电的电量随距离的变化可见图 2.33。

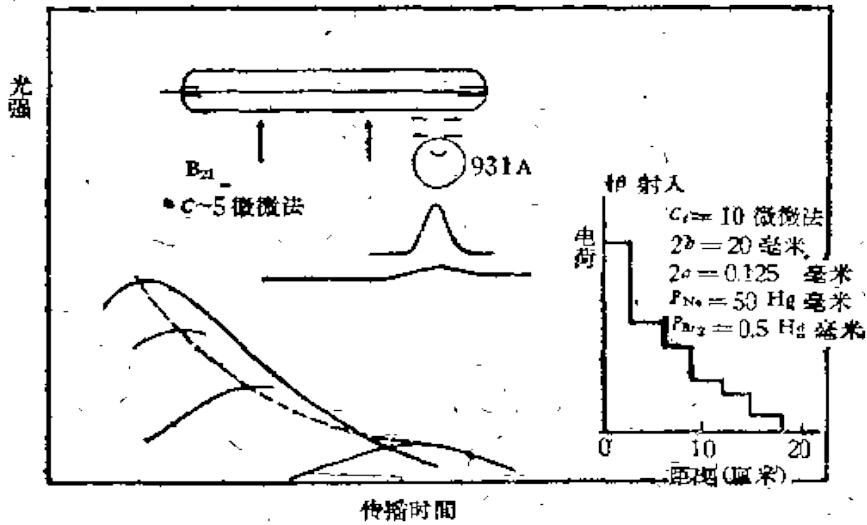


图 2.33 电容小时沿丝各段放电的不均匀

**3.6 振盪** 在低閾压鹵素計数管中,計数脉冲的尾部間或可以看到由死時間处开始的一串很小的脉冲(間隔为数十微秒),这就是克魯瑟<sup>[1]</sup>所观察到的  $\alpha$  型振盪。由于它們的高度很低,所以不致被記錄下来,这种振盪的主要影响是(当它出現得过多时)可能略为增长了有效死時間,在一般作用条件下,它出現的几率数量級为  $10^{-2}$  至  $10^{-3}$  每次計数,当計数率低时則更低;因此它所起的作用不大。在含溴較多的管中,此  $\alpha$  型振盪即較少或不出現。

在閾压特低(例如  $< 300$  伏)的鹵素管中(某些低閾压有机气体猝灭計数管中亦有类似現象),在接近閾压处常有一段易于連續放电的区域<sup>[13]</sup>。由示波器上可以看出,这是一种形状有些象正弦波的頻率約几十千赫的連續放电(图 2.34); 它的高度也是很低因而不能被記錄的,这就是克魯瑟所謂  $\beta$  型振盪<sup>[1]</sup>。在发生了振盪

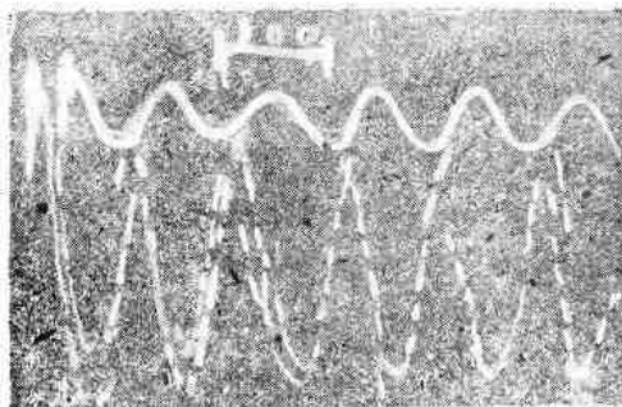


图 2.34 *b* 型振荡(上:电压; 下:光强度)  
管号 Sn3  $C=9.4$  微微法,  $R=5$  兆欧,  $V=308$  伏

时,通过管内的电流约为  $10^{-8}$  微安/厘米,如图 2.35 所示。这类计数管的离子过渡时间(恢复时间)约为 300—400 微秒,很容易算出,由于正离子空间电荷的作用,当作用电压增加时,丝附近的电场变化很少(即有效电压变化很少)。

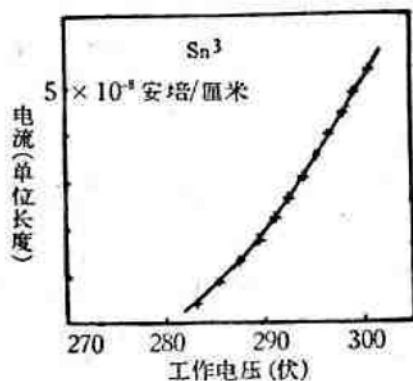


图 2.35 振荡电流

在易于发生振荡的区域内,振荡与计数同是两种可能放电的形式。当加上电压以后,常先计数一段时间然后才进入振荡,图 2.36 表示在不同条件下,在陷入振荡以前可以计数数目的平均数  $\bar{N}$ 。显然,振荡发生的几率是  $1/\bar{N}$  每次计数。

由图中可以看出,在振荡区中,  $\bar{N}$  随电压增加而随计数率减少,约略与计数率成反比。

相反的问题,关于保持振荡而不转入计数的平均振荡寿命,尚缺乏数据。

利用示波器常可看出 *b* 型振荡也是在前一脉冲的死时间附近开始的,开始的一段形状与 *a* 型相似(为观察方法所限,不能看到所有的振荡开始点)。

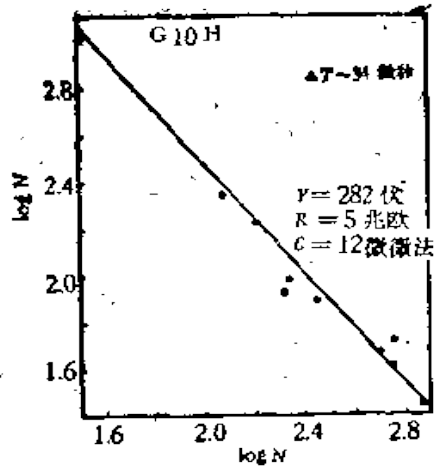


图 2.36 (a) 振荡之前计数次数

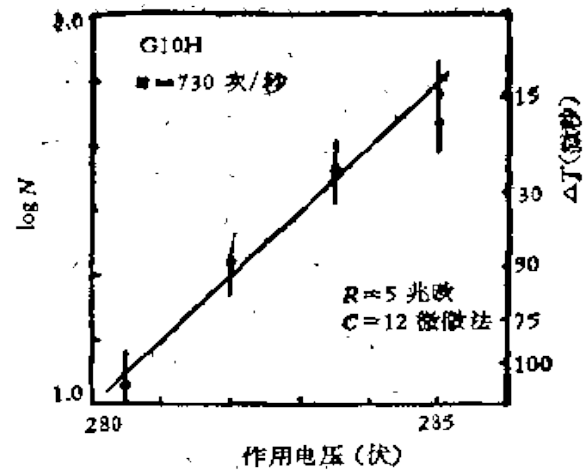


图 2.36 (b) 计数率与作用电压

当从阈压以下逐渐增加作用电压时，先可以看到由外来粒子引起的大小相等的脉冲，然后才进入易于振荡的区域。如果计数率很低，可以在电压继续增加时一直保持着计数，得到图 2.37 所示的整根脉高曲线，而在计数率高时则易陷入振荡，得到图中靠着横坐标轴的线段。外部线路参数也对振荡的发生有关，图 2.38 表示当并联于计数管的电容  $C_c$  改变时，易于振荡的范围的变化。如果  $C_c$  过小使放电不能均匀地沿丝传播时，振荡范围便会扩大。

根据以上情况，我们认为真正的阈压是在振荡以前脉冲开始

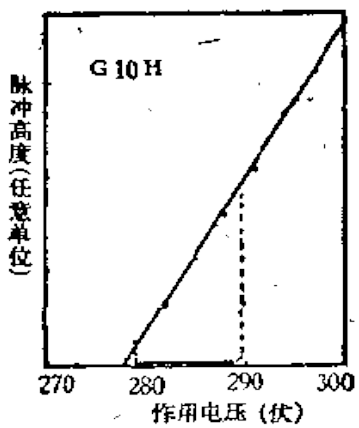


图 2.37 脉冲高度

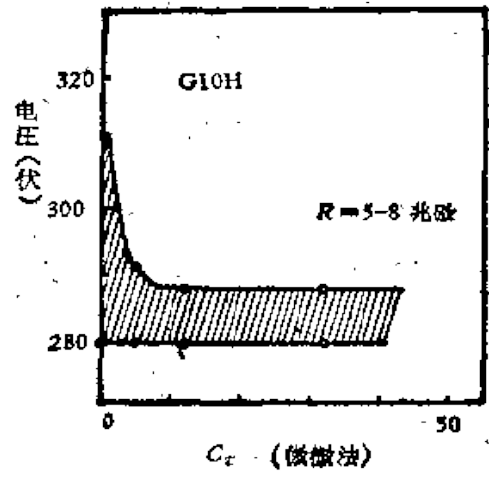


图 2.38 振荡范围

出現的地方。有些文献中把上述现象认作是“闕前振盪”，是不确  
当的。

此外，当綫路条件不利时，計数管还会在坪曲綫中部有一段易于  
陷入連續放电的坪中振盪区（即是这計数管是不会发生 *b* 型振盪  
的），这种情况当单位管长的并联电容  $C_p$  过小时（ $q$  及  $Z_2$  显著

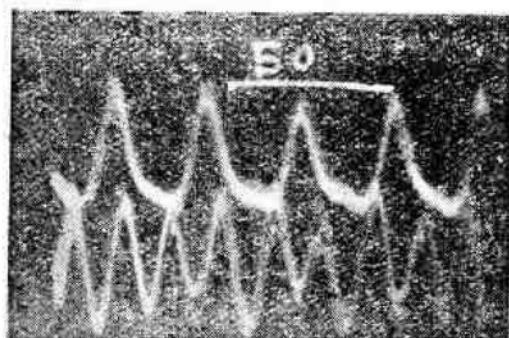


图 2.39 坪中振盪(上:光强度;下:电压)  
管号 1480 (充气同 1337)  $R = 5$  兆欧,  
 $C = 21$  微微法, 串阻 = 1.5 兆欧

减少)便可能出现[参看 §3.4]。这也是一串有周期的放电(图  
2.39)。有时还可看到几种不同的脉高有規則地排列起来。  
在陷入振盪前的計数时间也与計数率有关，如果欲检查此种  
情况的存在，需用高的計数率，不然便可能在測量坪曲綫时漏  
过去而在計数率高时出現。

上述几种现象的发生，并不限于在自制的管中，在錫化物薄膜  
管中我們也曾观察到。*b* 型振盪可使闕压暂时降低（半衰期为数  
分钟）数伏，而正常的計数又可使它立即恢复。在不銹鋼阴极管中  
則未看到类似的現象。

作为一个可能的解释，我們认为振盪现象是由于含溴量特少  
的卤素管具有很強的燃烧时间而引起的。如果在管内形成了多层  
正离子鞘，則与每一脉冲的电荷  $q$  相当的  $\tau_d$  及阳极有效电压均会  
減低。由于  $\tau_d$  显著减少而雪崩增殖时间因实际作用电压接近闕  
压而显著增加，使得在被縮短了的死时间以后仍有新电子产生，造  
成下一次的波峯，如此繼續下去形成不断的振盪。

至于多层正离子鞘如何形成的問題，可以設想，在每次計数后  
近死时间处有一段时间  $\Delta T$ ，当时的阳极有效电压处于一定范围  
内，如果这时进入了一个外来粒子，便会造成具有縮短了死时间的  
新脉冲而符合前述情况引起多次的或不断的振盪。这样就很容易  
說明振盪的几率变化（如与計数率成正比、随超过电压而减少等）  
以及并联电容过小使放电沿絲不均匀时易生振盪等现象。

应当指出,上而的解释尚不能说明因振盪引起(透明薄膜阴极管的)阈压的迁移。

### 3.7 結論

(一) 在鹵素計数管中,各参数变化的范围可以很大,根据本节对含溴較多( $\sim 3\%$ )的鹵素管与含溴少的低阈压管的比較,前者除有显著的电子被俘获現象外,其特性与有机蒸气猝灭計数管相近;而后者的性能則与它有很大差异。这首先表现在其放电及发光的时间很长及每一脉冲的电荷随工作电压及电路条件变化的規律上,其死时间的变化規律也相应地改变。

前一差异,只能用两代雪崩間的时间很长来解释,第二个差异可以部分地通过对鹵素管放电过程中空間电荷及电路(阴极电位的降低)的猝灭作用的变化来理解。在低阈压鹵素管中,有时反而是主要依靠电路的猝灭作用来使放电終止的,低阈压鹵素管所特有的双脉冲亦可从空間电荷的猝灭作用的变化得到解释。

(二) 低阈压鹵素管的雪崩再生系数很大,因为在放电中每个雪崩中的离子对数很少,它是計数“迟延”現象的一个原因。

(三) 不同大小及充气的鹵素管的阈压一般符合于維金生公式,通过对阈压的分析(結合 2)得到了一些对分析計数管放电現象很重要的常数。

(四) 雪崩增殖过程中的統計起伏引起的計数損失造成了鹵素管坪曲綫的膝部。高溴压管的坪曲綫的斜率主要是負离子的形成引起的。

(五) 振盪現象除文献中已报告的两种外,在一定条件下,在坪曲綫的中部也能发生連續的振盪。各型振盪的发生几率与計数率有很简单的关系。振盪現象是具有多层正离子鞘的放电。

(六) 本节在各参数常用的数值范围内,給出了各参数的变化(包括电路条件,特别是阳极系統的电容),对鹵素計数管性能的影响的数据。



#### §4. 强流管的性能

1950年勒文<sup>[19]</sup>等提出，特制的卤素充气计数管在射线作用下产生的平均电流可以作为射线剂量率的量度。他们指出这种管子在强 $\gamma$ 射线(强度 $\sim 5$ 伦/时)作用下可以产生50微安左右的电流，而且电流大小与射线强度的对数大略成直线关系。其后罗斯姆<sup>[20]</sup>曾提到类似性质管子的充气与几何形状的大致范围。具有这种性能

的卤素管，我们叫它为强流管。

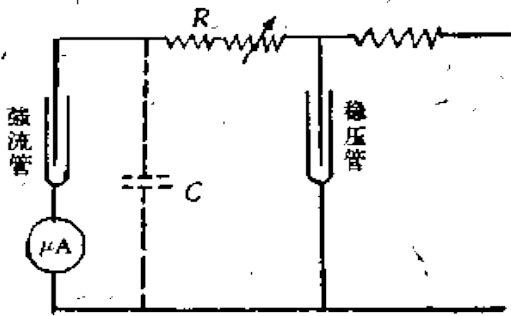


图 2.40 强流管电路

$\mu A$  为量程在 100 微安左右的电流表， $C$  为电路的杂散电容， $R$  为串接电阻（部分可调）

的强流管作为剂量率仪时，常利用冕状放电稳压管（见附录 I § 3）来获得稳定的高压电流。图 2.40 表示此类剂量率仪的线路图。

选用适当的充气、几何等参数后，我们也制成了具有上述性能的强流管，并对

它进行了一些性能的测定。结果指出，强流管在工作条件下的放电特性与一般低电压卤素管有很多不同之处。这些特性的研究有助于对强流管作用的基本性质的了解，并从而可以定性地或半定量地提供对不同量程要求的强流管在设计及使用上的一些数据。同时，作为普通低压卤素管的一种极端情形，强流管的性能的研究也有助于对一般卤素管作用机构的了解。

下面各节将依次讨论强流管的 (1) 放电特性；(2) 计数性能与电流特性间的联系；(3) 量程；(4) 最大的电流特性；(5) 应用方面的考虑。

**4.1 强流管的放电特性** 为了获得强流的性能，强流管与普通卤素计数管在几何结构上有着以下的区别：它的阳极半径与阴极半径的比值  $\left(\frac{a}{b}\right)$  较大（约  $\frac{1}{3} - \frac{1}{40}$ ），阴极半径  $b$  较小（可小至例

如 0.5 毫米)。这样的计数管充以适当的氛溴混合气体后,就有强流的性能。

强流管工作时每个脉冲的电荷,当工作电压超过某一定值时\*,有一突变的增加。普通卤素计数管每次放电电量  $q$  与阳极上原来的电量  $Q_0$  的比值  $m = \frac{q}{Q_0}$  在工作电压较高时可达 3—5,而强流管在工作电压超过突变点以后的  $m$  可达 10—50,并且此时放电电荷以及其他性能如死时间、坪长等都与外部电路参数(串接电阻  $R$  及总电容  $C_t$ )有很大关系。图 2.41 表示一个典型的脉冲高度与作用电压的关系曲线,可以看出突变点约在小于 30 伏处。

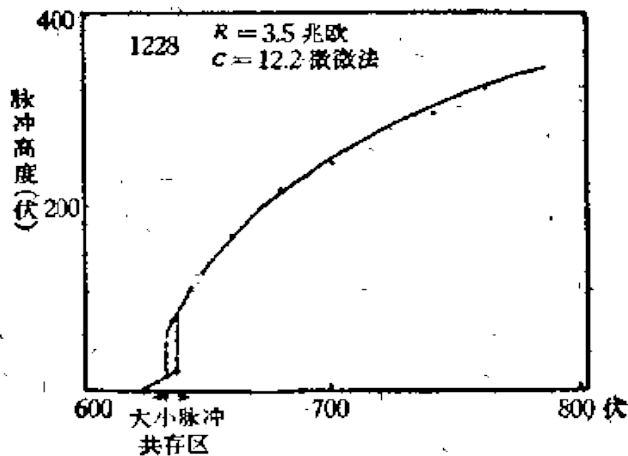


图 2.41 强流管脉高与工作电压的关系  
注意在 630 伏左右,脉高有一跳跃的增高

突变点以前的脉冲高度(或脉冲电荷)的性质,在数值上及与电路电容的关系上,都与低压卤素管相近。图 2.42 (a) 表示在接近突变点的电压下,小脉冲的高度与电容  $C_t$  的关系。如果改画成电荷  $q$  的倒数与电容  $C_t$  的倒数之间的关系,即得到一根直线 [见图 2.42 (b)],就和图 3.14 相似了。

在突变点以后的大脉冲的电荷  $q$  (用 3.3 节所述的方法测定

\* 当计数管的  $\frac{a}{b}$  值较大时(例如  $\frac{a}{b} = \frac{1}{3}$ ),计数管在阈压处工作的脉冲电荷,就有可能相当于  $m = \frac{q}{Q_0} \sim 10$  以上的情况,此时突变点就可认为在阈压处。

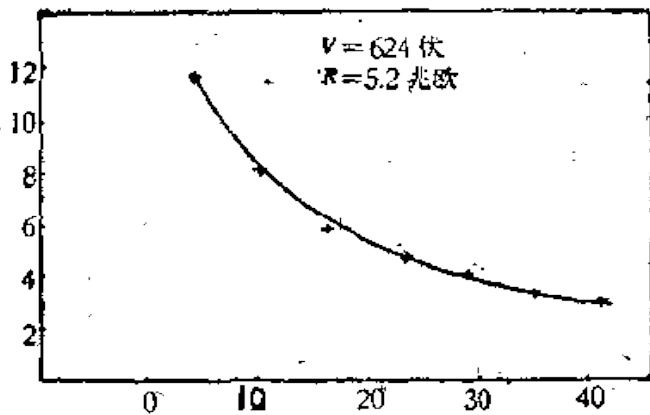


图 2.42(a)

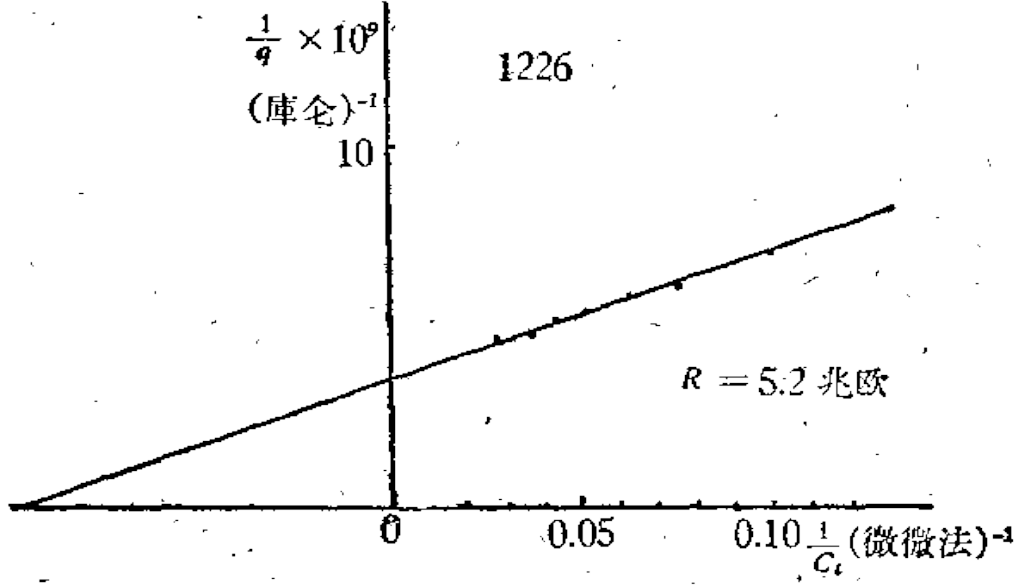


图 2.42(b)

图 2.42 工作电压低于突变点前的脉冲大小与并接电容的关系

的), 大致符合下列关系[见图 2.43 (a), (b)]:

$$q = k(C_i + C_{in})(V - V_2),$$

此处  $k$ ,  $C_{in}$ ,  $V_2$  是恒量,  $C_{in}$  是近于 10 微微法的一个定值,  $V_2$  是低于阈压的一个定值. 类似图 2.43 (a), (b) 的数据表明; 在同样的超过电压下; 阳极半径  $a$  加大, 电荷  $q$  也增加; 管长及充气总压力对  $q$  的影响不大; 串接电阻  $R$  减小时,  $q$  有时会略增.

关于突变点的超过电压 ( $V_1 - V_2$ ) 与强流管结构参数之间的关系可见图 2.44(a), (b). 阳极半径与阴极半径比值的增加, 溴压

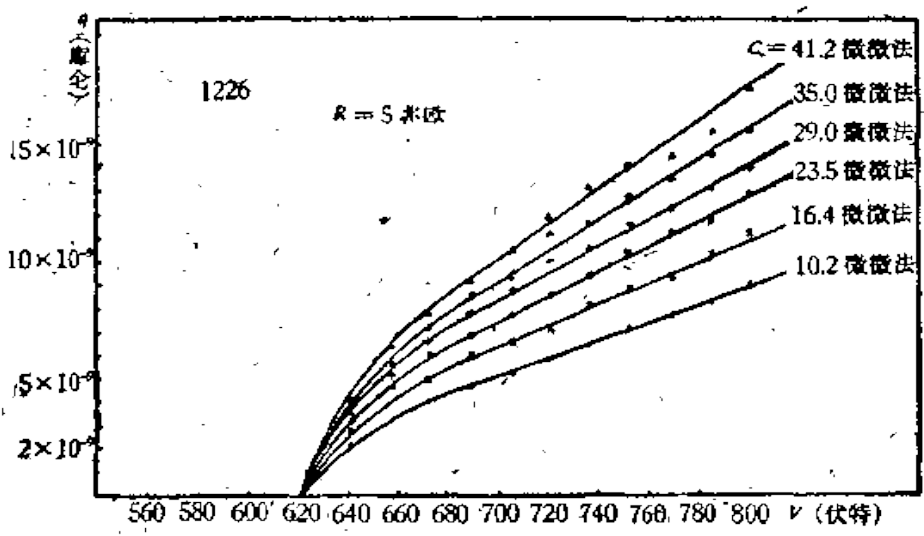


图 2.43(a)

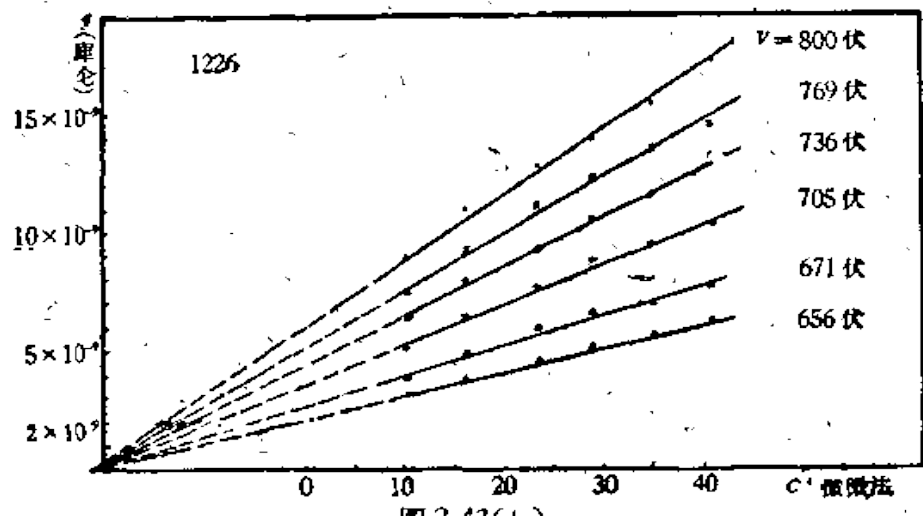


图 2.43(b)

图 2.43 工作电压超过突变点后的脉冲与工作电压(a)及电容(b)的关系。  
电荷  $q = 1.14 \times 10^{-12}(V - V_1 + 50)(C + 22)$

或氖压的降低,都可以减低突变点的超过电压值。可以注意到,相应于突变点超过电压降低时,这些参数的改变都是使得开始发生电离碰撞的临界半径  $r_c$  增加的,  $\frac{a}{b} \sim \frac{1}{3}$  的计数管的突变点,就在阈压处。

$(V_1 - V_c)$  随电路参数的改变不显著。

从以上所述的工作电压超过突变点  $V_1$  以后的大脉冲的性质

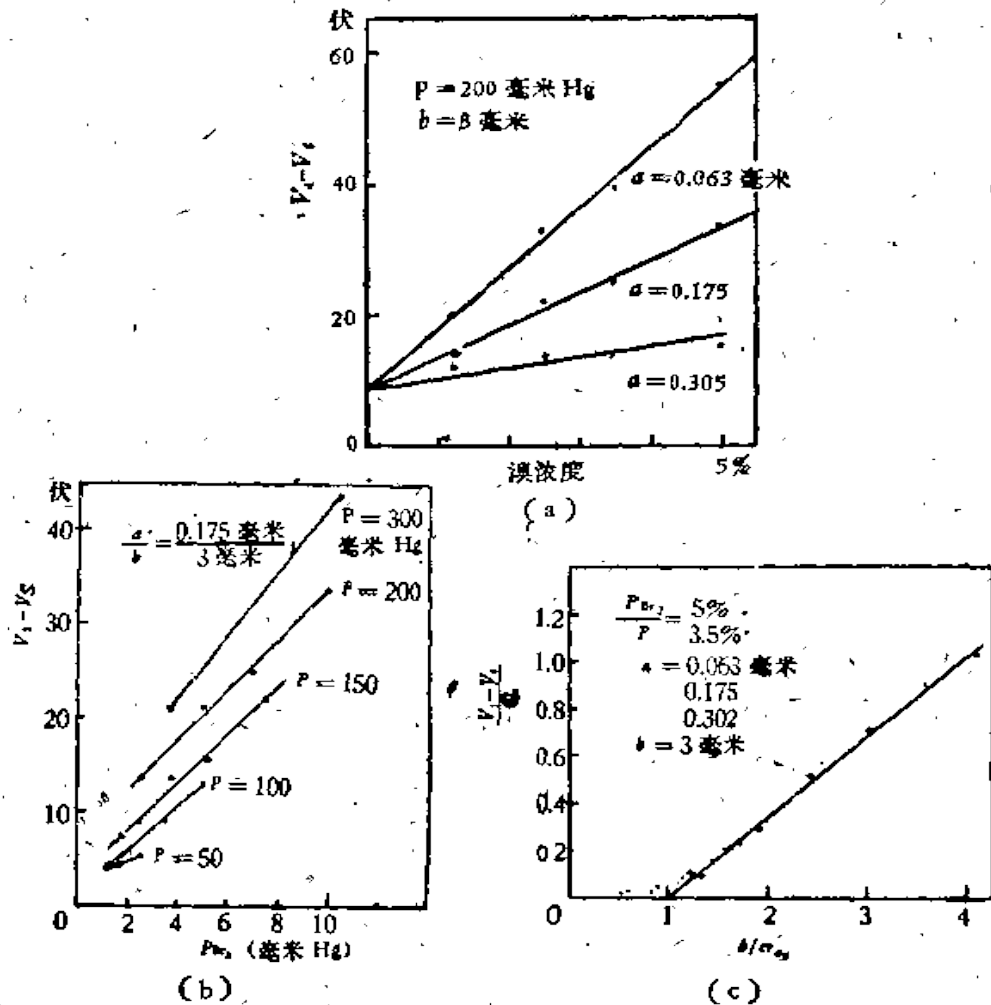


图 2.44 大脉冲发生处的超过电压与溴浓度(a)、  
溴分压(b)与  $b/\epsilon_r \epsilon_0$  (c) 的关系

及其发生的情况看来，大脉冲放电很可能是处于  $\gamma_0 > b/e$  ( $e = 2.718$ ) 的情况，正如附录 § 1.2 中讨论正离子空间电荷的猝灭作用时所指出的，如果在放电过程中\*  $\gamma_0 > b/e$ ，则正离子电荷的增加反而会增大气体放大倍数[附录(12)式]，因而有可能失去空间电荷的猝灭作用，于是得到电荷特别大的脉冲，而脉冲大小将主要决定于电路条件所起的猝灭作用。

\* 指继续发生雪崩增殖的“活性阶段”。

† 视当时的  $Z = N\sigma$  数值(每个雪崩可产生的新雪崩的平均数目)，各代的雪崩总数及电路条件而定。

图 2.42 (b) 的数据可以用来分析空间电荷和电路条件所起的猝灭作用, 利用附录(12)式可以算出  $\bar{\gamma}_c = 0.36b$ , 此处  $\bar{\gamma}_c$  为放电过程中一种平均值, 放电接近終了时的  $\gamma_c$  还要大些(在放电前  $\gamma_c = 0.2b$ ); 因此可以设想只要略为升高作用电压即可使

$$\gamma_c > \frac{b}{c} = 0.36b.$$

图 2.44 (c) 表示突变点的超过电压  $V_1 - V_s$  和放电前的临界半径  $r_{c0}$  的关系。这是根据二组不同含溴比例而改变总压力的强流管的数据算出的, 其中  $b/er_{c0}$  是从阈压  $V_s$  及其对总压力的关系用附录 I (9) 式算出的。阳极上原来电荷为  $Q_0$ , 要使  $\gamma_c = \frac{b}{c}$  所需

的电荷为  $Q_0 \left( \frac{b}{er_{c0}} \right)$ , 其差异  $Q_0 \left( \frac{b}{er_{c0}} - 1 \right)$  须在放电中补足。如果近似地假定放电中所增加的电荷即由  $C_s$  传至中心丝上的电荷  $Q_{cap}$ , 大致与超过电压成正比, 就不难理解图中实验所得的直线关系  $\left( \frac{b}{er_{c0}} - 1 \right) = \text{常数} \cdot \frac{V_1 - V_s}{Q_0}$  了。当  $\frac{b}{er_{c0}} = 1$  时, 实验点与直线的差异可以用阴极表面的  $\eta = b/X$  值此时已不等于零来解释。

以上的事实支持了我们在大脉冲的形成的解释。

在发生大脉冲的区域内, 强流管的“死时间”、 $\tau_D^*$  也显著地依赖于电路参数。图 2.45(a), (b) 表示用示波器测出的大脉冲死时间。由图中可以看出, 在一定电压下,  $\tau_D$  对  $RC$  粗略地成直线关系。应该说明, 这里的  $RC$  值是不同的  $C$  与不同的  $R$  组成的†。

这个关系可以大致说明如下: 放电后由于正离子运动, 中心丝上负电荷逐渐释出, 约至  $\tau_0$  时间后大部分负电荷都已释出(按实验结果  $\tau_0$  约为 10 微秒)。负电荷数值前面已给出为  $k(C_s + C_{in}) \cdot (V - V_s)$ , 于是在电容  $C$  上产生一附加电位差  $-k \left( \frac{C_s + C_{in}}{C} \right) \cdot$

\*  $\tau_D$  指一次大脉冲放电后到开始能够再产生大脉冲放电之间所隔的时间。

† 当  $RC$  不变, 减小  $C$  时,  $\tau_D$  略有减少, 但不致影响上述的粗略的关系。当  $C$  改变一倍时,  $\tau_D$  的变化在 15% 以内。

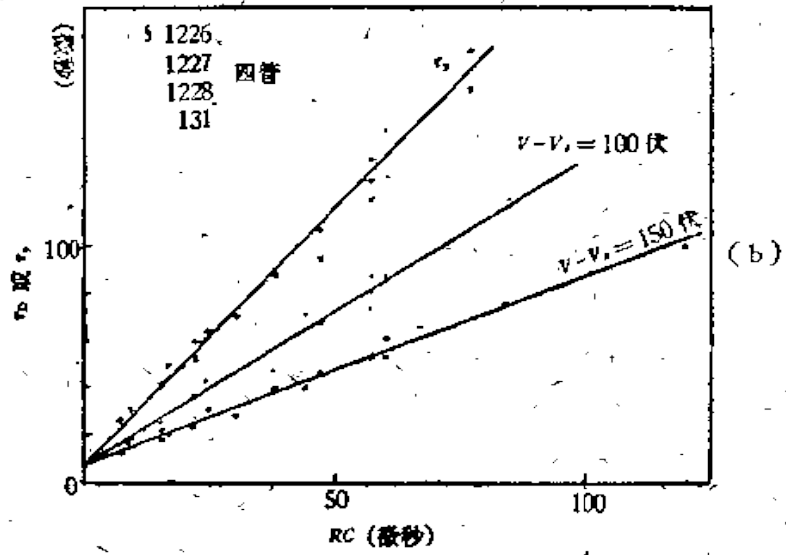
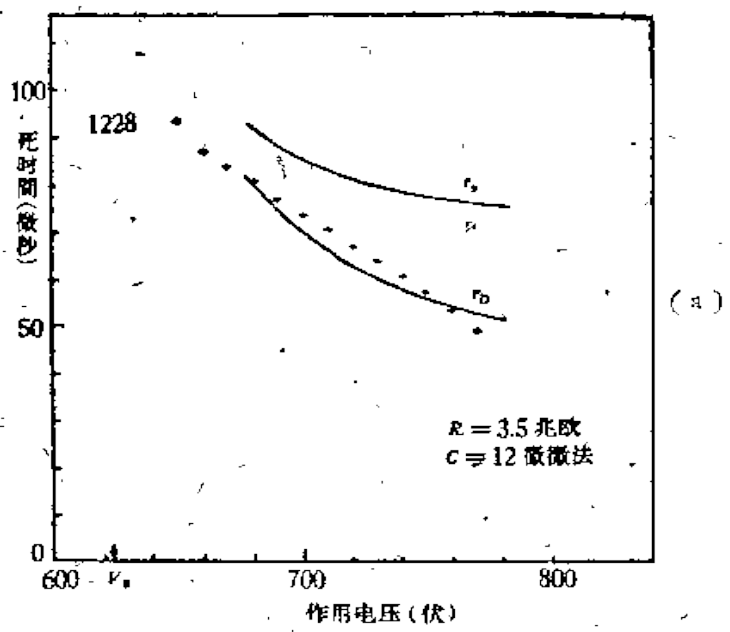


图 2.45 (a) 死时间与工作电压; (b) 死时间与电路条件

$(V - V_2)$ , 此时阳极电位差为  $V - k \frac{C_1 + C_{in}}{C} (V - V_2)$ 。以后将通过  $RC$  充电, 因此阳极电位将按下式变化\*:

\* 严格说来, 示波器看到的脉冲高度将小于  $q/c$ , 但这个异差是表现在对数项中, 对结果影响不大。

$$V_t = V - k \frac{C_c + C_{in}}{C} (V - V_2) e^{-\frac{t-\tau_0}{RC}},$$

其中  $t$  是指从放电开始算起所经过的时间。当  $V_t < V_1$  时，我們可假定管子还处于死时间之内，当  $t = \tau_D$  时， $V = V_1$ ，因此，

$$\tau_D = \tau_0 + RC \left[ \ln k + \ln \frac{C_c + C_{in}}{C} + \ln \frac{V - V_2}{V - V_1} \right]. \quad (2.1)$$

根据图 2.41 算出的不同电压下的  $\tau_D$  与实测到的数值画于图 2.45 (a)。对于这种近似式说来，其符合程度是令人满意的。

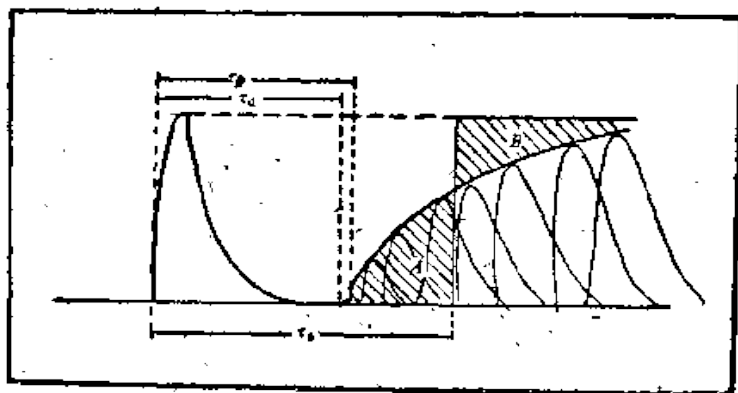


图 2.46 有效死时间示意图

为了分析强流管的电流特性，我們引入有效死时间  $\tau_e$  的概念。它的意义可由图 2.46 看出，其中合面积  $A$  等于  $B$ ，如果不考虑乱真计数的发生，死时间以后各个瞬间产生计数的几率应该是相等的（至少在计数率低的时候是这样的），因此很容易看出，如果假定在  $\tau_e$  以前计数管根本不能产生放电，而在  $\tau_e$  以后放电脉冲就和正常情况一样，所得到的电荷量将和实际产生的电荷量一样。

按定义很容易求出

$$\tau_e = \tau_D + RC \frac{V - V_2}{V - V_1} = \tau_0 + RC \times \left[ \ln k + \ln \frac{C_c + C_{in}}{C} + \ln \frac{V - V_2}{V - V_1} + \frac{V - V_1}{V - V_2} \right]. \quad (2.2)$$

按上式算出的  $\tau_e$  也画在图 3.45 (b) 上，可以看出  $\tau_e$  随超过电压的变化较不显著。图 2.45 (a) 还画有从示波器上波形分布估计出的  $\tau_e$ ，与  $RC$  也大致成直线关系，当然这样测出的  $\tau_e$  是不很精确



的。

强流管的坪长显著受外部电路参数的影响。当  $RC$  小时,坪较短,这是由于电路恢复到可以计数时,管中尚存有相当数量的正离子或其它可能引起乱真计数的因素。而当  $RC$  加大时,可以因为死时间的增长而使坪变长。当  $RC$  增至某一定值后,坪长改变就不显著了。图 2.47 表示坪长与  $RC$  的关系。

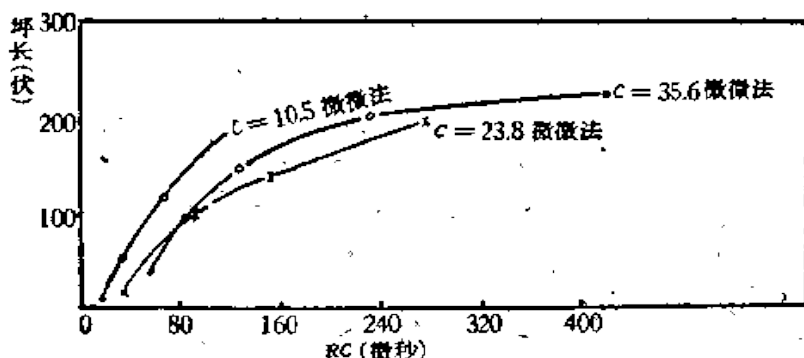


图 2.47 强流管坪曲线与线路  $RC$  的关系  
坪长指数率改变在 10% 内的坪曲线长度

**4.2 强流管的电流特性及其与计数特性的联系** 强流管用作剂量率仪时要求具有以下性质:(一) 电流  $I$  在一定范围内近似地与射线强度  $\mathcal{R}$  的对数成正比,(二) 在相应的范围内强流管产生足够大的电流(最大值超过 50 微安),以推动普通的微安计。图 2.48 表示强流管的电流和镭的  $\gamma$  射线强度  $\mathcal{R}$  间的关系的典型曲线。

第一个性质可由计数管的放电参数导出。命  $n$  表示当射线强度为  $\mathcal{R}$  时死时间等于零所应有的计数率,由于有效死时间为  $\tau_0$ ,则相应于射线强度为  $\mathcal{R}$  时的电流为:

$$I = \frac{nq}{1 + n\tau_0}, \quad (2.3)$$

式中  $q$  是脉冲电荷。当  $|n\tau_0 - 1| \ll n\tau_0 + 1$  时,展开上式即得

$$\begin{aligned} I &= \frac{q}{\tau_0} \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{4} \ln n\tau_0 - \frac{2}{3} \left( \frac{n\tau_0 - 1}{n\tau_0 + 1} \right)^3 - \frac{2}{5} \left( \frac{n\tau_0 - 1}{n\tau_0 + 1} \right)^5 \dots \right] \\ &= \frac{q}{\tau_0} \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{4} \ln n\tau_0 \right] \equiv I_c \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{4} \ln n\tau_0 \right). \end{aligned}$$

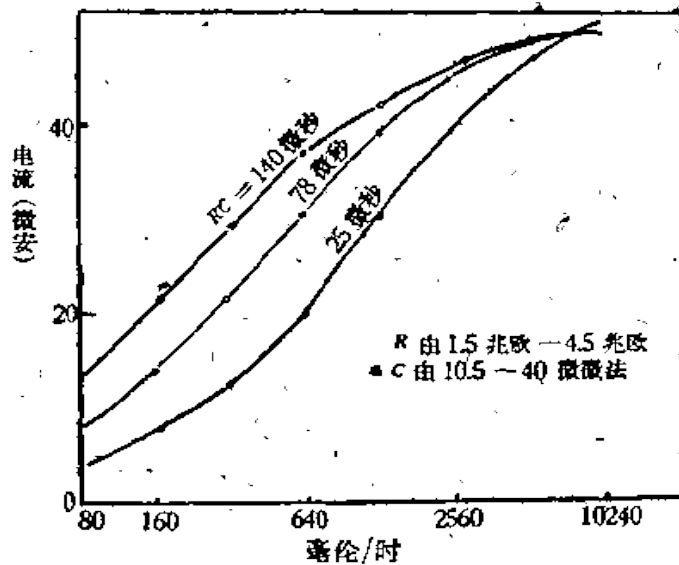


图 2.48 电流曲线

所以在  $n$  值的一定范围内,  $I$  与  $\ln n$  ( $\propto \ln R$ ) 近似地成直线关系。直接由(2.3)式算出的数值表明, 在  $0.16 > n\tau_0 < 6.4$  的范围内, 用直线  $I = I_c \left( \frac{1}{2} + 0.48 \ln n\tau_0 \right)$  表示(2.3)式, 误差并不大于 2%。

为便于分析实验数据, 可将(2.3)式改写为

$$\frac{q}{n} = q - I\tau_0. \quad (2.3')$$

图 2.49 表示在  $R, C, V$  为定值时,  $\frac{I}{n}$  对  $I$  近似地成直线关系。

由直线的轴截距及斜率可求得  $q, \tau_0$  及  $I_c$  ( $I_c \equiv \frac{q}{\tau_0}$ )。

必须指出, 当射线强度  $\mathcal{R}$  很大 (亦即  $n$  也很大) 时, 管中放电多发生于  $\tau_D$  后不久,  $q$  值就会减小。不过此时  $\tau_0$  亦相应地减小, 两者可以部分抵消, 因此在图 2.49 中  $n$  大时,  $\frac{I}{n}$  与  $I$  仍近似地成直线关系。但是当  $\mathcal{R}$  值远超出量程范围时, 每次放电的  $q$  值将显著降低。此时  $I$  值反因  $\mathcal{R}$  的增加而略有减少, 如图 2.48 及 2.49 所示。因此实际可以量测的最大电流  $I_M$  总略小于  $I_c = q/\tau_0$ 。

我们利用图 2.49 所示的方法分析了一组强流管在不同条件下 ( $V - V_s = 55 - 220$  伏,  $R = 1.5 - 5$  兆欧,  $C = 10 - 35$  微

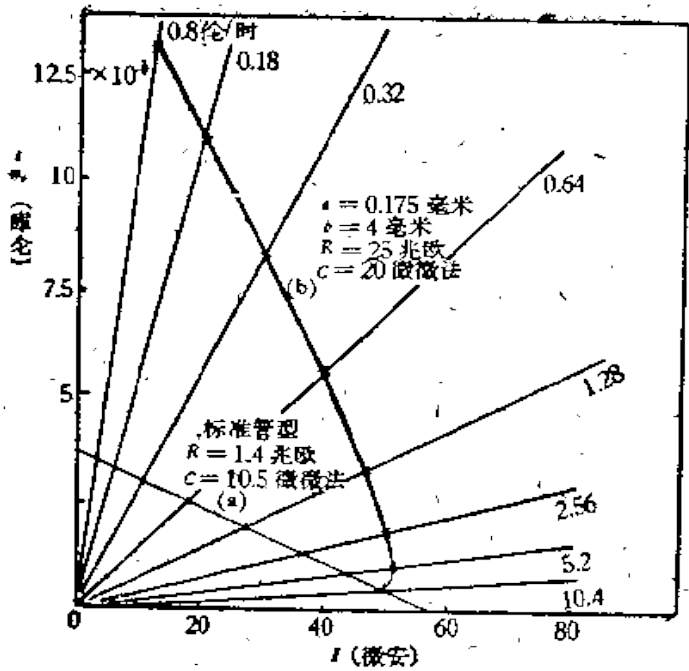


图 2.49  $i/n_e$  与电流的关系

图中 (a) 为一般卤素管的数据, (b) 为强流管的数据

微法,  $I_M \sim 50$  微安) 的电流曲线, 算出的  $q$  同样可用式子

$$q = k(C + C_{in})(V - V_2)$$

表示, 如图 2.50 (a), (b) 所示. 图 2.51 表示分析曲线所得的  $\tau_0$  与  $RC$  成直线关系\*. 而且与根据图 2.50 的数据利用(2.2)式算出的  $\tau_0$  大致相符. 鉴于这样分析出来的数据是不易准确的, 它们与直接测得的数据以及理论计算值之间的大致符合情况是令人满意的.

附带指出, 普通有机蒸气猝灭计数管和卤素计数管在  $n$  较低的范围內, 电流曲线也具有 (2.3) 式的形式, 但是它们可得到的最大电流  $I_M$  都是很小的 (有机管约 3 微安, 卤素管 10 微安), 并且  $q$  和  $\tau_0$  的变化规律也不一样.

### 4.3 强流管的量程 强流管的量程是指可测量的射线强度的

\* 按(2.2)式, 在  $RC$  不变下,  $C$  增大将使  $\tau_0$  略变小, 不过由于此时  $R$  值相应变小, 要得到同样的  $I_M$  所需的  $V - V_2$  值将降低, 而使  $\tau_0$  略变大. 两者互相抵消, 结果在前述参数范围内,  $\tau_0$  的变化可小于 3%.

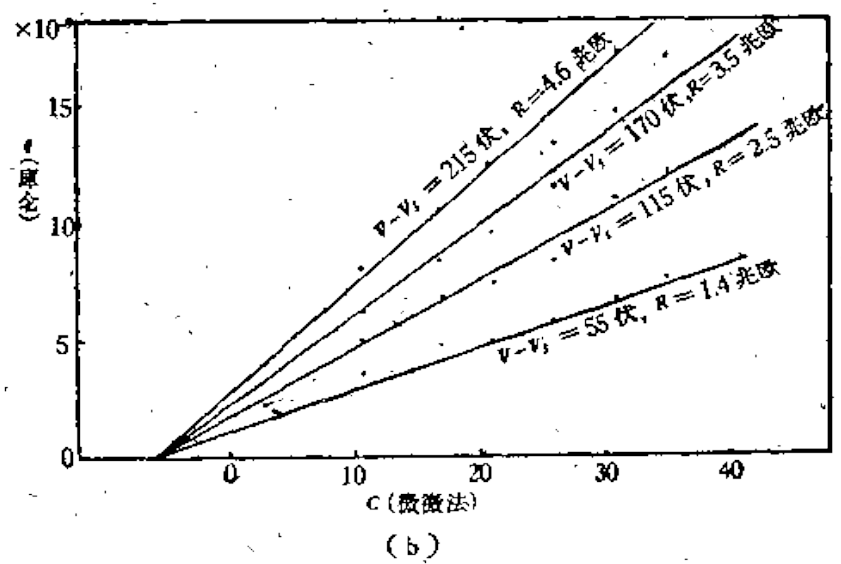
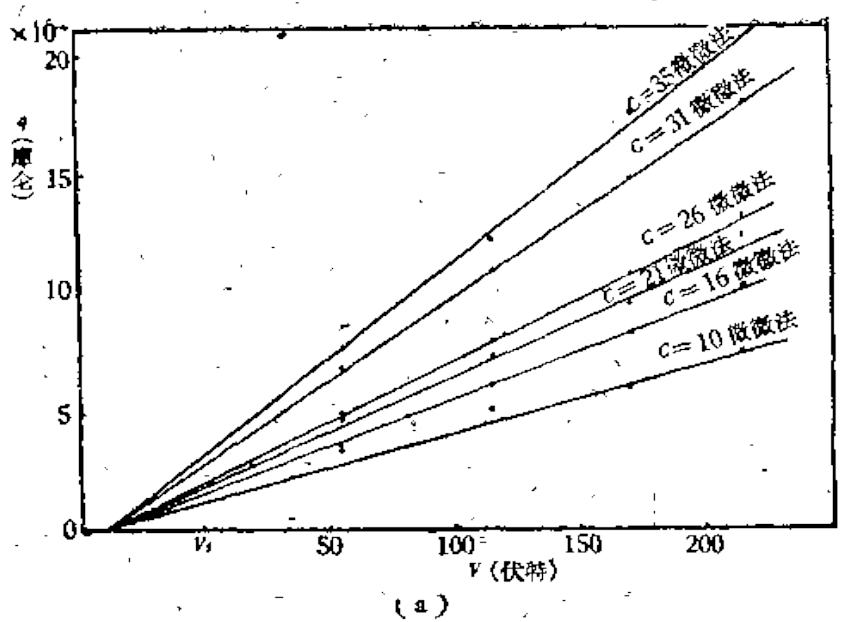


图 2.50 由电流曲线算出的电荷与电压(a)及电路条件(b)的关系  
 $q = 1.6 \times 10^{-12} (V - V_1 + 40)(C + b)$

范围,如果射线强度用  $n$  表示,则量程大致为:

$$\frac{1}{10\tau_0} \leq n \leq \frac{10}{\tau_0}$$

我们选用这个范围的几何平均数  $n_{\frac{1}{2}}$  作为量程的均数,显然

$$n_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\tau_0}$$

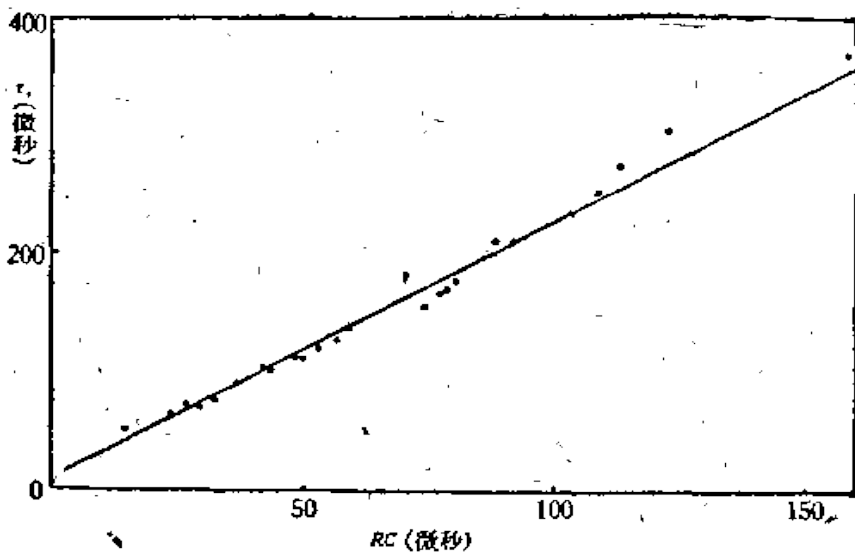


图 2.51 由  $N_{1/2}$  算出之  $\tau_0$  与  $RC$  的关系  
 $\tau_0 = 9.8\mu S + 2.2RC$

此时按(2.3)式,

$$I_{n=1/2} = \frac{1}{2} \frac{q}{\tau_0} = \frac{1}{2} I_c \quad (2.4)$$

相应的剂量值  $\mathcal{R}_{1/2}$  为:

$$\mathcal{R}_{1/2} = n_{1/2} / \epsilon.$$

$\epsilon$  (次·秒<sup>-1</sup>/伦·时<sup>-1</sup>)为一换算系数,大致由阴极有效面积、阴极对光子的效率、计数管对电子的计数效率三个因素决定,对一般不锈钢阴极及锡化合物薄膜阴极来说,每毫伦/小时的剂量强度对每平方厘米有效阴极表面产生的计数率略小于2次/秒。

因为在保持其它参数不变,只改变管长  $l$  时,脉冲电荷  $q$  和有效死时间  $\tau_0$  并无显著变化\*, 所以  $\mathcal{R}_{1/2}$  应当和阴极有效面积成反比。图 2.52 所示的实验值表明,  $\mathcal{R}_{1/2} \times (l + l_0)$  确近似地为一恒量,此处  $l_0$  当表示计数管的端效应。改变阴极有效面积,可以获得  $\mathcal{R}_{1/2}$  宽广范围的改变,所以阴极面积大小是获得不同量程的强流管的主要因素。

\* 因  $C_0$  与  $l$  成正比,所以  $l$  变长时  $q$  略变大,使  $\tau_0$  也略增。实测的结果表示此变化小于15%。

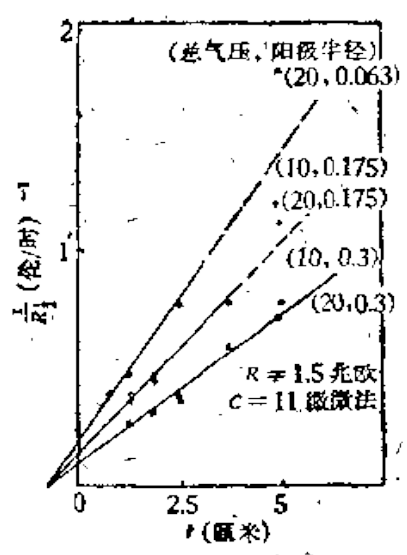


图 2.52 量程均数与管长的关系

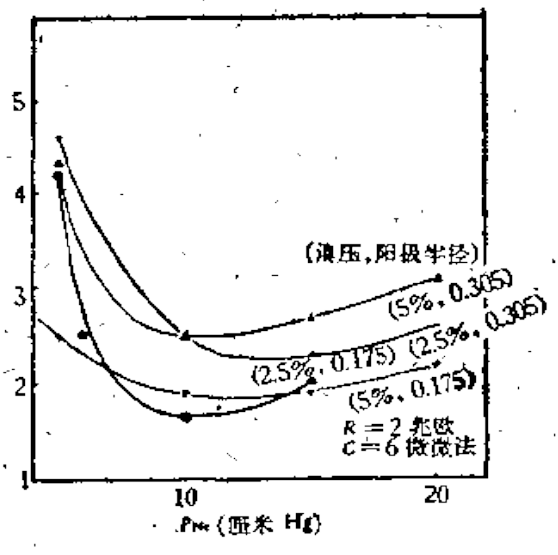


图 2.53 充气压力对量程均数的影响

为便于设计强流管,还测量了不同充气压力对  $R_{\frac{1}{2}}$  的影响,见图 2.53. 可以看出,在相当大的充气范围内 ( $P = 100-200$  毫米水银柱,溴压 1.25%—5%),  $R_{\frac{1}{2}}$  随总压力而略增,但当总压力低于约 10 厘米时,  $R_{\frac{1}{2}}$  又重新增大. 这可能是由于  $\tau_0$  与  $\epsilon$  改变的结合效果. 这种总压力低的强流管的性能及实用价值尚待研究.

从以上的数据还可以看出,  $a = 0.305$  毫米的强流管的  $R_{\frac{1}{2}}$  总大于  $a = 0.175$  毫米的.

关于图 2.52 和 2.53 所示的  $R_{\frac{1}{2}}$  的变化趋势,应该注意到测量时所用的  $RC$  值是很小的,  $\tau_0$  的变化可能也起了相当大的作用.

最后应该再强调指出,电路参数  $RC$  通过对  $\tau_0$  的影响,可使  $R_{\frac{1}{2}}$  有 5 倍以上的改变.  $RC$  与阴极有效面积是决定  $R_{\frac{1}{2}}$  的主要参数.

**4.4 强流管的最大电流** 第(2)小节提出的强流管的第二个特性,就是要求强流管能给出足够大的最大电流,  $I_M > 50$  微安. 因为  $I_M$  接近(略小)于  $I_c = \frac{q}{\tau_0}$ , 所以要求  $q$  大而  $\tau_0$  小. 强流管必须要有大的  $\frac{q}{b}$  值,使得能够以大脉冲形式放电,另一方面,  $b$  也不能大,否则正离子运动时间便将加长而使  $\tau_0$  增加.

图 2.54 表示在不同串阻  $R$  时的最大电流  $I_M$  与作用电压  $V_0$  的关系，其中直线部分的外引线与  $V$  轴的交点均大约在大脉冲发生的超过电压外，可以从  $I_M$  与  $V_0$  的近似直线关系得出“等效电阻”  $\frac{dV_0}{dI_M}$  与  $R$  的关系。等效电阻较  $R$  值小是由于在强射线作用下，管端电压有很大部分时间在  $V_c$  以下。在改变  $C$  值时，情况与前面相似，由图 2.55 还可以看出， $C$  的改变对  $I_M$  的作用不大。

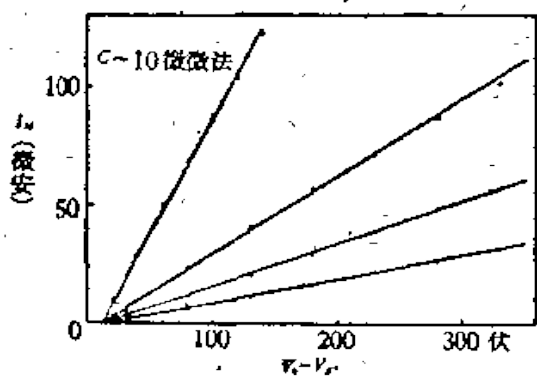


图 2.54 (a) 最大电流  $I_M$  与超过电压的关系

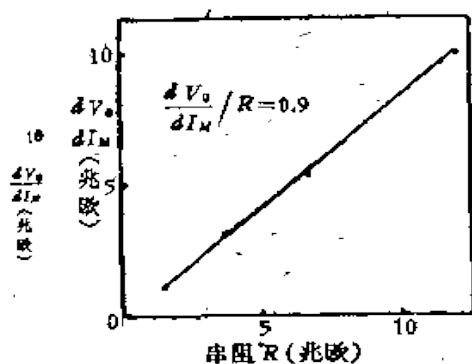


图 2.54 (b) 等效电阻与串阻

以上这些情况都和从  $q/\tau_0$  的变化推断出来的  $I_c$  的变化趋向一致\*。

在实际应用中，最大电流  $I_M$  的值在一定  $RC$  条件下有一个上限  $I_{Mmax}$ 。这是因为超过电压不能大于某一定值  $(V - V_c)_{max}$ †，不然便会发生下列一种或几种的反常情况†：

- (i) 在恒定射线强度下，通过强流管的电流  $I$  会发生经常的跳动，尤其在电流较小（例如  $\frac{1}{2} I_M$  以下）的时候更为显著；
- (ii) 电流  $I$  发生不规则的迁移；
- (iii) 在强放射源取出后， $I$  不降至与本底相应的数值；
- (iv) 接上高压电源后，立即连续放电。

图 2.56 表示在不同的  $R$  与  $C$  下的  $I_{max}$ 。用图 3.54 近似地估

\* 因为  $I_M$  并不等于  $q/\tau_0$ ，所以这里只能比较它们的变化趋势。

† 这里的  $(V - V_c)_{max}$  可以视为坪长，但与以前所引用的计数率变化在 10% 以内的“坪长”含义不同，不过它们的变化趋势大致一样。

†† 不是统计误差。

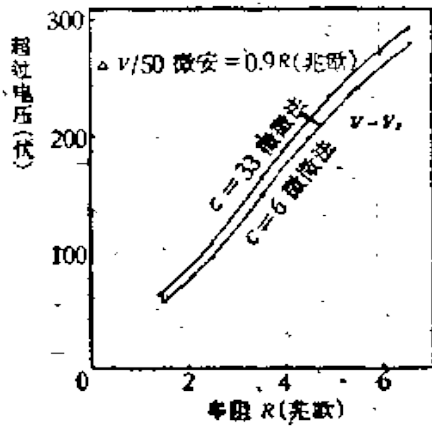


图 2.55 达到 50 微安的超过电压与线路参数的关系

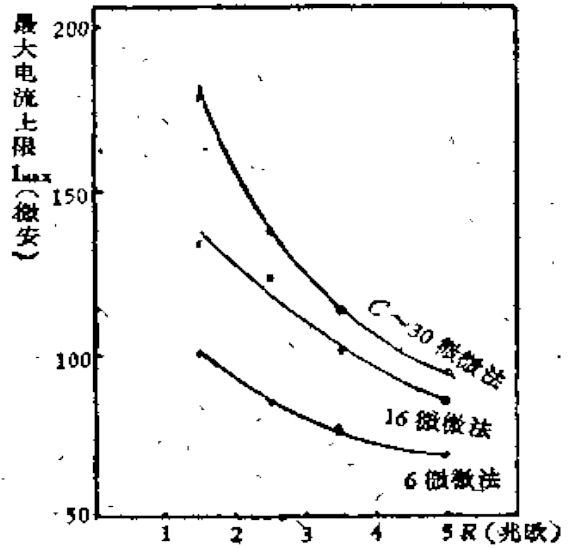


图 2.56 最大电流上限  $I_{max}$  与线路参数的关系

画出相应的  $(V - V_s)$ ，画出它对  $RC$  时间的常数关系。

最大电流的上限  $I_{max}$  以及相应的  $(V - V_s)_{max}$  与充气压力及阳极粗细的关系如图 2.57 及 2.58 所示。当总压力增加时  $(V - V_s)_{max}$  也随着增加，与一般卤素管的坪长变化相似。当阳极半径增加时， $I_{max}$  的增加是由于强流管的“等效电阻”减小的缘故， $I_{max}$  亦随溴压增加而稍有增加，但不如增加氮压有利。

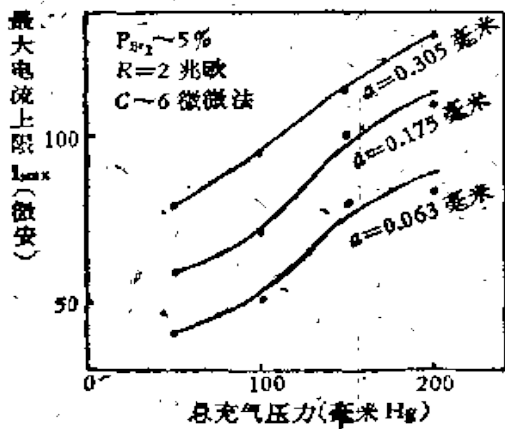


图 2.57 最大电流与充气压力的关系

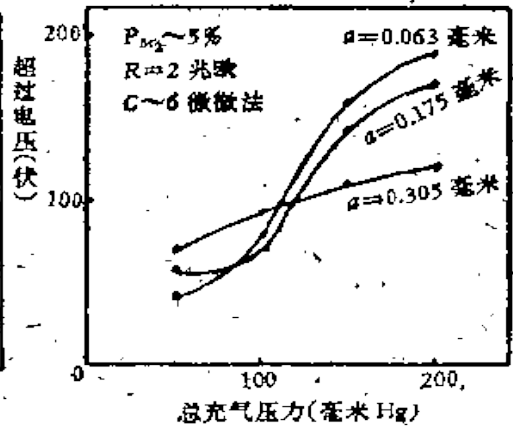


图 2.58 达到最大电流时电压略相当于坪长(由于管的个别性,本图只在一般倾向上有意义)



由上图中还可以看出，我們采用的 10 伦管型 ( $a = 0.175$  毫米,  $P = 200$  毫米水銀柱), 在  $R < 5$  兆欧时, 是足以保証  $I_M > 50$  微安的。

**4.5 在設計和使用强流管中的一些考虑** 强流管在实际使用上的要求是: (一) 具有合适的量程, 即具有合适的  $\mathcal{R}_{\frac{1}{2}}$ ; (二) 最大电流  $I_{M_0} > 50$  微安; (三) 等效电阻  $\frac{d(V - V_s)}{dI_M}$  要大, 使得由于电压迁移而引起的电流变化較小; (四) 作用电压不宜过高; (五) 稳定性要好。根据以上几节对强流管性质的討論, 可以选择适当的管型及工作条件来满足这些要求。

**几何条件** 改变阴极的有效面积(改变阴极半径  $b$  和管长  $l$ ), 实验指出, 可以在相当大范围内改变  $\mathcal{R}_{\frac{1}{2}}$  (可以改变 10 倍以上), 这样就可以制造不同量程的强流管。

为了使  $I_{max}$  大, 阳极半径  $a$  宜粗。  $a$  大时, 达到指定  $I_M$  (50 微安) 所需的超过电压也低, 但是这时等效电阻  $\frac{d(V - V_s)}{dI_M}$  較小, 又不利于(三)的要求, 假如提高串阻  $R$ , 又会使  $I_{max}$  降低。以第一章所述的 10 伦型管子來說, 如将  $a$  从 0.175 毫米改为 0.305 毫米, 根据現有数据及稳定性的考虑, 好处是很有限的。

**充气内容** 在前面所述的充气压力及气体成分的范围, 气体总压力的增加可以使  $I_{max}$  及  $\frac{d(V - V_s)}{dI_M}$  增大, 但同时也使工作电压加高。增加溴的比例也起类似的作用, 但好处要小些。

因为坪长及  $I_{max}$  还与装配时几何位置是否正确有关, 所以我們在决定充气压力时, 給了較大的安全系数, 我們所用的溴压比例也較大(3.5%), 原意要减小因管内溴压的改变而引起的闕压的改变值, 但是实际上溴被吸收的量并不大(見本章 § 3.3)。所以在該管型中, 可以将充气内容加以改变, 使得作用电压再降低一些。

**电路条件** 强流管的放电特性及电流特性在很大程度上决定于电路的  $R$  与  $C$  的数值。  $\mathcal{R}_{\frac{1}{2}}$  随  $RC$  的数值可以有几倍的变化, 即使把  $RC$  的值限制在能满足其它要求的范围内,  $\mathcal{R}_{\frac{1}{2}}$  也还可以

有一倍左右的变化。所以应该强调地指出，对于同一强流管，只有在确定的电路条件下才有确定的校正曲线\*。除对  $R_1$  的影响外，单独增加  $R$  可以使  $I_M$  及等效电阻减少。增加  $C$  一般可以增加  $I_{max}$ ，而对等效电阻影响很小。考虑到要求 (2) 及 (3)，我们选择  $R \sim 2.5$  兆欧为平均作用点。此时等效电阻为  $\frac{d(V - V_1)}{dI_M}$ ，当  $C$  为 10 微微法时（由强流管极间电容及电路上的分布电容组成）， $R_1$  约为 1 伦时。

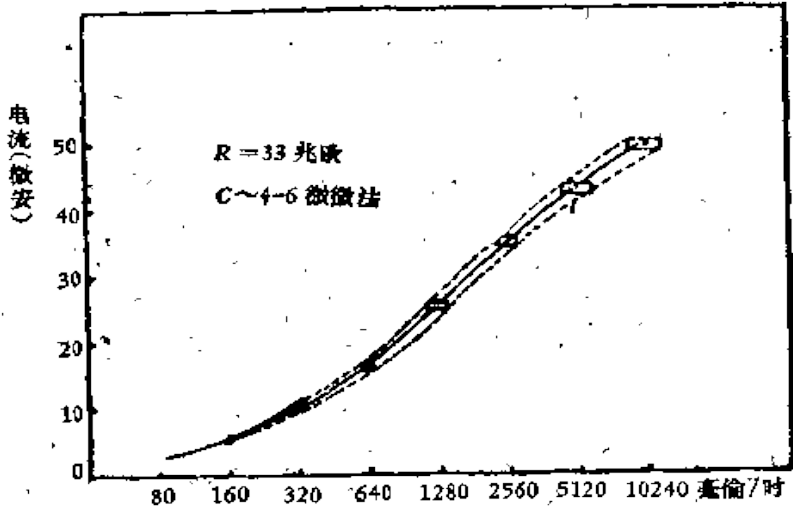


图 2.59 相当于  $\Delta V = \pm 5$  伏的读数误差值。

图 2.59 表示六个月间可能遇到的闕压下降 ( $\sim 5$  伏) 所引起的校正曲线的误差。

图 2.60 表示按 (2.3) 式算出的、由于 0.5 微安 ( $0.01 I_c$ ) 的电流误差所引起的  $n$  (或  $R$ ) 的相对误差。实际上在  $I$  接近于  $I_M$  时，误差还要大一些。

在冕状放电稳压管和强流管的组合中，实际的超过电压总与设计电压有些差异，通常是通过改变  $R$  来使  $I_M$  达到 50 微安。为此，在固定的电阻靠近高压电源的一端串接一个可变电阻， $R$  从 2.5 兆欧改变  $\pm 0.25$  兆欧，就足以补偿 20 伏的超过电压变化，不

\* 把电阻  $R$  装在管座内以保证确定的  $R$  和  $C$ ，可能是较好的办法。

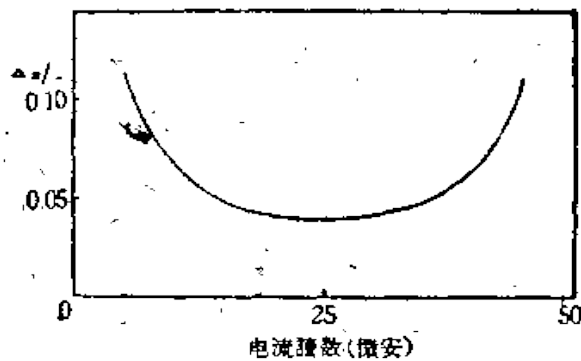


图 2.60 由于 0.5 微安(50 微秒的 1%)的电流误差所引起的  $n$  (或  $R$ ) 的相对误差

过这时由于  $RC$  值的改变, 将会引起  $R_{\frac{1}{2}}$  的改变,  $R_{\frac{1}{2}}$  的相对改变略小于  $R$  的相对改变, 根据典型管的计算,  $R$  改变 10%,  $R_{\frac{1}{2}}$  约改变 7%, 若该射线强度不变,  $I$  的变化小于 0.8 微安。

#### 4.6 結論

(一) 强流管在放电性质上的主要特征是, 它的电荷脉冲当作用电压增加至一定值时有一突变的生长。有理由认为突变点标志着管内放电因空间电荷增加而趋向收敛转变为趋向发散, 这种转变的发生, 可理解为放电雪崩的临界半径在放电过程中超越了一定值 ( $r_c > \frac{b}{c}$ ), 使当时的空间电荷丧失了使放电趋向收敛的作用(参看附录 § 1.2)。在突变点以后, 放电的收敛在很大程度上决定于电路参数  $R, C$  的数值。因此, 诸如脉冲电荷大小、死时间、坪长等都显著地依赖于电路参数。一般讲来, 在一定的近似条件下, 这些放电的性质与电路参数之间有较简单的函数关系, 从而使强流管的工作性能较易了解。

(二) 强流管的电流特性与计数性能之间具有一定的函数关系。从电流特性的分析可近似地得出放电性质中的参数(脉冲电荷, 有效死时间及“坪长”等), 反之亦然。二者相符的情况是令人满意的。这支持了我们对电流特性与放电性质上及对二者的联系的想法。电流的特性可由量程的几何平均值  $R_{\frac{1}{2}}$  及最大电流  $I_M$  二参数决定。

(三) 强流管作为射线剂量率仪时的量程, 主要由管子的几何

条件及使用时的电路条件来决定。在很大范围内充气的影响不大。

从量程及最大电流的要求可以适当地选择几何形状，充气内容及电路条件来获得所需的管型。另外还要考虑到由于溴压可能略有改变而引起的稳定性的问题。

### 参 考 文 献

- [1] LeCroissette, D. H. & Yarwoods, J.: *J. Sci. Instr.* 20, 225 (1951).
- [2] Van Zoonen, D. & Prast, G.: *J. App. Sci. Res.* B3, 1 (1952).
- [3] Van Zoonen: *J. App. Sci. Res.* B3, 1 (1952).
- [4] Van Zoonen: *J. App. Sci. Res.* B4, 237 (1955).
- [5] Clark, L. B.: *Rev. Sci. Instru.* 24, 641 (1953).
- [6] Gomer, R.: *Rev. Sci. Instru.* 24, 993 (1953).
- [7] Present, R. D.: *Phys. Rev.* 72, 243 (1947).
- [8] Liebson, S. H. & Friedman, H.: *Rev. Sci. Instru.* 19, 303 (1948).
- [9] Liebson, S. H.: *Rev. Sci. Instru.* 20, 483 (1949).
- [10] Shinohara K. & Abotsu, J.: *J. Sci. Res. Inst.* 47, 80 (1953).
- [11] Gimenez, G. & Labeyrie, J.: *Nuovo Cim.* 9, 169 (1952).
- [12] Loosemore, W. R.: *P. I. E. E.* (1950).
- [13] Ward, A. L. & Krumbein, A. D.: *Rev. Sci. Instru.* 26, 341 (1955).
- [14] Philips, R. D.: *Atomics* 3, No. 7, 167 (1952).
- [15] Stever, G. H.: *Phys. Rev.* 61, 38, (1942).
- [16] Wijsman, R. A.: *Phys. Rev.* 75, 833 (1949).
- [17] Curran, S. C. & Rac, E. R.: *Rev. Sci. Instru.* 18, 871 (1947).
- [18] Krumbein, A. D.: *Phys. Rev.* 79, 910 (1950).
- [19] LeVine, H. D., DiGioranni, H. J. & Coe, M. R.: *Nucleonics*, 6, No. 6, 56 (1950).
- [20] Loosemore, W. R., LeCroissette, D. H. & Yarwood, J.: *J. Sci. Instru.* 28, 384 (1951).
- [21] Rose, M. E., Ramsey, W. E.: *Phys. Rev.* 61, 504 (1942).
- [22] Векслер, В., Грошев, Х. и Исаев, Б.: Ионизационные методы исследования излучений, стр. 169.
- [23] Wilkinson, D. H.: *Ionization chamber and counters* (Camb. Univ. Press Cambridge, 1950) p. 183.

## 附 录

### §1. 有关公式之推演

- $A$ ——气体放大系数;  
 $a$ ——阳极半径;  
 $b$ ——阴极半径;  
 $B = -\log \sigma / \eta$ ;  
 $C = C_f = C_f + C_0$  (总电容);  
 $c_0 = 1/2 \ln b/a$ ;  
 $c = 1c_0$ ;  
 $C_{eq}$ ——等效电容;  
 $C_{in}$ ——强流管电荷关系中之—恒  
 量;  
 $C_f$ ——电路中与阳极并联之电容 (包  
 括杂散电容);  
 $e = 2.71828$  (自然对数的底);  
 $k'$ ——电子与气体分子碰撞时形成  
 负离子的几率;  
 $I_0$ ——总电流, 饱和电流;  
 $I_c = q/\tau_c$ ;  
 $I_a$ ——达到阳极之电子电流;  
 $I_M$ ——强流管 (在指定作用电压及电  
 路条件下) 的最大电流;  
 $I_{Mmax}$ —— $I_M$  之上限;  
 $k$ ——移运率 (常数);  
 $L$ ——计数管长;  
 $L$ ——柱对坪长;  
 $m = q/Q_0$ ;  
 $N$ ——雪崩内电子总数 =  $N(a)$ , 或计  
 数总数;  
 $N(r)$ ——雪崩在  $r$  以外的电子总数;  
 $N(1, r)$ ——第一次雪崩的  $N(r)$ ;  
 $N(1) = N(1, a)$ ——第一次雪崩的  
 $N$ ;  
 $n$ ——计数率 (死时间为零时);  
 $n_{1/2}$ ——与  $\mathcal{R}_{1/2}$  相当之计数率;  
 $P$ ——总压力, 计数几率 (负离子);  
 $P_{Br_2}$ ——溴压;  
 $P_{Ne}$ ——氖压;  
 $Q_0 = \frac{VI}{\alpha \ln b/a}$  (未计数时阳极上之  
 电荷);  
 $Q_{cap}$ ——放电中由  $C_f$  传到阳极上的  
 电荷;  
 $Q_r$ ——以丝为中心, 半径为  $r$  之圆柱  
 内之总电荷;  
 $Q_f$ ——自由电荷 ( $C \Delta V a$ );  
 $q$ ——每次脉冲之电荷;  
 $q_r$ ——半径为  $r$  之圆柱外之正离子  
 电荷;  
 $r$ ——半径;  
 $r_c$ ——开始碰撞电离之临界半径;  
 $R$ ——串接电阻;  
 $\mathcal{R}$ ——射线强度 (剂量率);  
 $\mathcal{R}_{1/2}$ ——量程均数;  
 $S$ ——坪的相对斜率;  
 $s$ ——原始电子数;

- |                            |  |
|----------------------------|--|
| $i'$ ——到达丝上的原始电子数;         | $x = 2Q_0/bX_0$ ;  |
| $V$ ——电压;                  | $Z$ ——雪崩增殖率 $= N\epsilon$ ;  |
| $V_n = V_s/\ln b/a$ ;      | $Z_0 = N_{(1)}\epsilon$ ;  |
| $V_c$ ——临界半径处之电位;          | $\alpha$ ——电离系数;   |
| $V_r$ ——阈压;                | $\eta = \alpha/X$ ;  |
| $V_r$ ——时间为 $t$ 时的瞬间阳极电压;  | $\epsilon$ ——雪崩再生系数;   |
| $V_1$ ——大脉冲阈压;             | $\epsilon$ ——“效率”;   |
| $V_2$ ——脉冲电荷曲线外延至电荷为零时之电压; | $\Phi = \int_{\eta=0}^{(\frac{X}{P})_a} \eta d \ln \left( \frac{x}{p} \right)$ ; |
| $V - V_r$ ——超过电压;          | $\tau_0$ ——恒量;   |
| $W$ ——计数损失(统计);            | $\tau_d$ ——死时间;  |
| $X$ ——电场强度;                | $\tau_D$ ——大脉冲死时间;   |
| $X_0$ ——开始碰撞电离时之 $X$ ;     | $\tau_e$ ——有效死时间;  |

### 1.1 气体放大系数与阈压

在半径各为  $a$  与  $b$  的同轴圆柱形电极间距轴心为  $r$  处之电场强度  $X$  为

$$X = \frac{2Q_0}{lr} = \frac{V_n}{r} \quad (1)$$

式中  $l$  为阳极长;  $Q_0$  为其上的总电荷,  $V_n \equiv V/2\ln b/a$ , 而  $V$  为阳极上的电位. 当电子自  $r_0$  处向中心运动时, 沿途所产生的电子总数  $N$  (雪崩内的电子数) 将按照下式而增加:

$$\frac{1}{N} dN = \alpha(-dr) = -\eta X dr = -V_n \eta d \ln r;$$

式中  $\alpha$  与  $\eta$  均为  $\left(\frac{X}{P}\right)$  的函数. 假定在  $r_0$  以内  $\left(\frac{X}{P}\right)$  即已弱至使相应的  $\eta$  值为零, 则

$$\frac{\ln N}{V_n} = \int_{r=r_0}^{r=a} \eta d \ln r = \int_{\eta=0}^{\frac{x}{p} = \frac{V_n}{Pa}} \eta d \ln \left( \frac{x}{p} \right) = \Phi \left( \ln \frac{V_n}{Pa} \right). \quad (2)$$

所以  $\frac{\ln N}{V_n}$  可对  $\ln \frac{V_n}{Pa} \left( = \ln \left( \frac{X}{P} \right)_a \right)$  画成曲线, 其切线的斜率等于相应于切点的  $\left(\frac{X}{P}\right)$  的  $\eta$  值. 假定在相当大的范围内  $\eta \left(\frac{X}{P}\right)$  近于一

恆量  $\eta_0$ , 則在此範圍內  $\frac{\ln N}{V_n}$  与  $\ln \frac{V_n}{P_a}$  成直線关系:

$$\ln \frac{V}{V_n} = \Phi = \eta_0 \left[ \ln \left( \frac{V_n}{P_a} \right) - \ln \left( \frac{X}{P_c} \right) \right], \quad (2)$$

式中  $\ln \left( \frac{X}{P_c} \right)$  为直線外延截軸的地方, 是一个由气体性質决定的恆量. 对此直線部分而言,  $\left( \frac{X}{P_c} \right)$  可等效地視作  $\eta$  由零突变为  $\eta_0$  时的  $\left( \frac{X}{P} \right)$ , 相应于此  $\left( \frac{X}{P_c} \right)$  的半径  $r_c$  亦可等效地視作“开始”碰撞电离的临界半径.

如果含有  $N$  个电子的雪崩所伴生的光子平均要产生  $Z = N\epsilon$  个新的同样大小的雪崩, 則气体放大倍数

$$A = \frac{N}{1 - N\epsilon}. \quad (3)$$

当雪崩的增殖作用不显著时,  $N\epsilon \gg 1$ ,  $A \doteq N$ , 則

$$\frac{\log A}{V_n} = \eta_0 \left\{ \log V_n - \log \left[ P_a \left( \frac{X}{P} \right) \right] \right\}. \quad (2)''$$

当計数管进入 G-M 計数区, 即  $V = V_s$  时,

$$N_{(1)}\epsilon = 1; \quad (4)$$

此处  $N_{(1)}$  指尚未受到空間电荷作用的第一个雪崩內的电子数. 由 (2), (4) 式可知, 对于  $V_s$ ,

$$-\frac{\ln \epsilon}{V_n} = \Phi \left( \ln \frac{V_n}{P_a} \right) \quad (5)$$

或

$$\frac{B}{V_n} = -\frac{\log \epsilon}{\eta_0} \frac{1}{V_n} = \log \left( \frac{V_n}{P_a} \right) - \log \left( \frac{X}{P_c} \right). \quad (5)'$$

此即劳特容<sup>[1]</sup>分析閾压的画法中  $\frac{1}{V_n}$  对  $\log \left( \frac{V_n}{P_a} \right)$  的直線.

如需估計在不同超压下的  $Z$ , 由 (2), (4) 可得

$$\ln Z = \ln(N\epsilon) \doteq \frac{V - V_s}{V_s} \left( 1 + \frac{V_n}{2.3B} \right) \ln \frac{1}{\epsilon}. \quad (6)$$

为了某些計算的方便, (2) 式亦可写作

$$\ln N(r) = \eta_0 V_n \ln \left( \frac{V_n}{r X_c} \right) = \eta_0 V_n \ln \left( \frac{r_c}{r} \right), \quad (7)$$

或

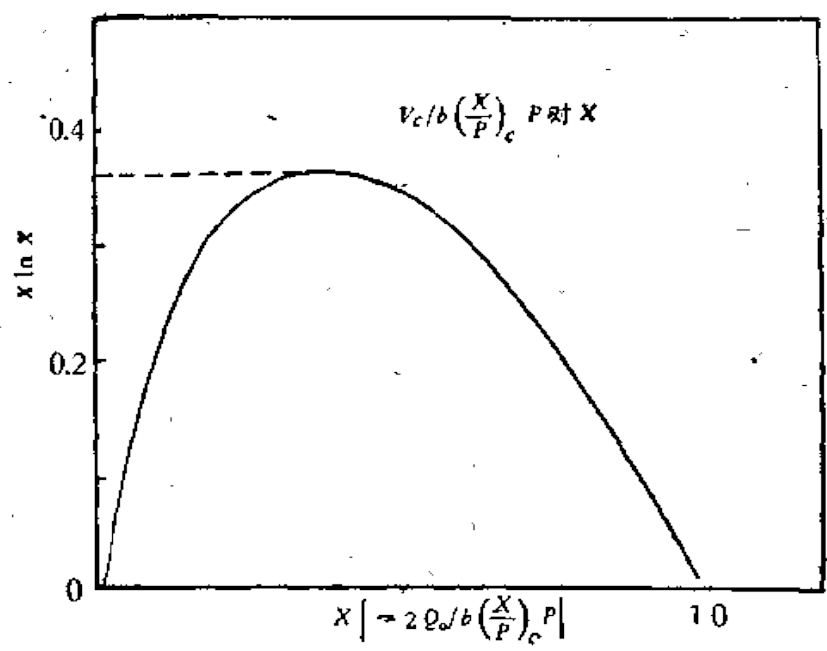
$$\ln N(r) = \eta_0 (V_r - V_c);$$

式中  $V_c$  为半径  $r_c$  处之电位;  $V_r$  为半径为  $r$  处之电位.

$$V_c = V_n \ln \left[ \frac{b X_c}{V_n} \right] = \frac{2 Q_0}{l} \ln \left[ \frac{l b X_c}{2 Q_0} \right], \quad (8)$$

或

式中  $\frac{Q_0}{l}$  为阳极单位长度上的电荷(附图 1). 如需求出  $N = N(a)$ ,



附图 1

祇需将  $a$  代入  $r$  即得. 应该指出, 即使管内的电场分布与(1)式不同, 只要管内能分的两个  $\eta$  值各为  $\eta_0$  及零的区域\*, (7)'式即能适用. 这给下面的讨论以很大的方便.

$r_c/b$  也是讨论猝灭作用时的主要参数, 可由下式给出:

\* 严格地说, 还要求在  $\eta$  值由  $\eta_0$  过渡到零的区域内  $X \ll \frac{1}{r}$ .



$$\ln b/r_c = (\ln b/a) \left(1 - \frac{2.3\bar{B}}{V_s}\right) \quad (9)$$

1.2 空间电荷对气体放大的影响 在雪崩中产生的正离子留在管内形成正离子空间电荷。今以  $q_r$  表示在放电进行的过程中某一时刻在半径为  $r$  的圆筒以外的正离子电荷，相应的电子则已达到丝上，其中一部分被正离子束缚住，而另一部分  $Q_{cap}$  则流至并联于丝上外部电容  $C_s$  上。因此在半径为  $r$  的圆柱以内的总电荷将为

$$Q_r = Q_0 + Q_{cap} - q_r \quad (10)$$

(1) 当  $C_s = \infty$  时，此时阳极电位  $V_s$  保持不变，故有

$$\int_a^b \frac{Q_r}{rl} dr = \int_a^b \frac{Q_0}{rl} dr;$$

$$\left. \begin{aligned} Q_{cap} = -Q_f &= -\frac{1}{\ln \frac{b}{a}} \int_{\ln b}^{\ln a} q_r d \ln r \\ &= \frac{1}{\ln \frac{b}{a}} \int_{q_b=0}^{q_a} \ln \frac{r}{a} dq. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

或

此时

$$V_c = \frac{2Q_c}{l} \ln \frac{b}{r_c} + 2 \int_0^{q_c/l} \ln \frac{b}{r} dq/l. \quad (12)$$

式中具有附标  $C$  的量均指此量在  $r = r_c$  时之值，第二项表示  $r_c$  以外的空间电荷的作用。此处  $r_c \equiv \frac{2Q_c}{lX_c}$ ， $X_c$  为一恒量，指“开始”碰撞电离处的电场强度。

在放电开始的较短时间內，正离子大部分在  $r_c$  以內，即  $q_c = 0$ ，此时

$$\left. \begin{aligned} V_c &= \frac{2Q_c}{l} \ln \frac{b}{r_c}, \\ dV_c &= 2 \left( \ln \frac{b}{r_c} - 1 \right) d \frac{Q_{cap}}{l} = 2 \ln \frac{b}{r_c} d \frac{Q_{cap}}{l}. \end{aligned} \right\} \quad (12)'$$

可以看出，只有当  $er_c < b$  时才有空间电荷猝灭效应，在維金

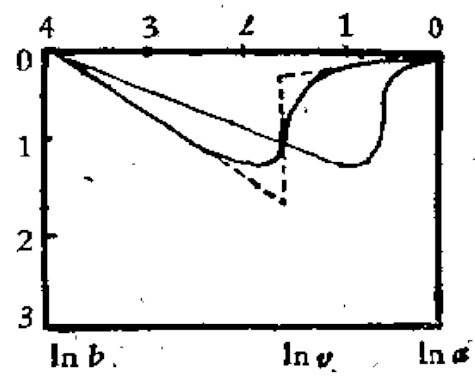
生的計算中<sup>[2]</sup>，由于认为在正离子鞘以外的电场沒有改变，得到不同的結果。[相当于  $C_s = 0$  时之(12')式]

附图 2 表示一薄层位于  $r_s$  的电荷  $\Delta q$  对  $V_c$  影响，示意图用来帮助关于猝灭效应的討論，在

$$\left. \begin{aligned}
 r_s < r_c \text{ 时, } \frac{\Delta V_c}{\Delta q} &\doteq 2 \left( \ln \frac{b}{er_c} \right) \frac{\ln \frac{V_s}{a}}{\ln \frac{b}{a}}; \\
 r_s > r_c \text{ 时, } \frac{\Delta V_c}{\Delta q} &\doteq \\
 &\doteq \left[ 2 \left( \ln \frac{b}{er_c} \right) \left( \frac{\ln \frac{V_s}{a}}{\ln \frac{b}{a}} - 1 \right) + 2 \ln \frac{b}{r_s} \right] = \\
 &= 2 \left( \ln \frac{er_c}{a} \right) \frac{\ln \frac{b}{r_s}}{\ln \frac{b}{a}}.
 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

由于事实上在  $r_c$  处并不符合  $\eta$  由 0 突变为  $\eta_0$  之假定，实际情况当如图 I-2 中的实綫所示。如果考虑到空间电荷本身的分布，则当更为复杂。显然；处于  $r_c$  以外的电荷必然是具有猝灭作用的。

(2) 当  $C_s$  为有限值时，如果粒子是平行于絲而射入，或是同时放电的长度(燃烧长度)与管长差不多，则正离子电荷可視作是沿絲均匀地分布着的，而不用考虑沿絲各处放电时间先后不同的問題。鉴于在一般情况下，粒子入射方向对脉冲大小并无显著影响，所以在上述假定下得到的結果，当亦可应用。如絲长为  $l$



附图 2

$$C_c = \frac{l}{2 \ln \frac{b}{a}}, \text{ 则有}$$

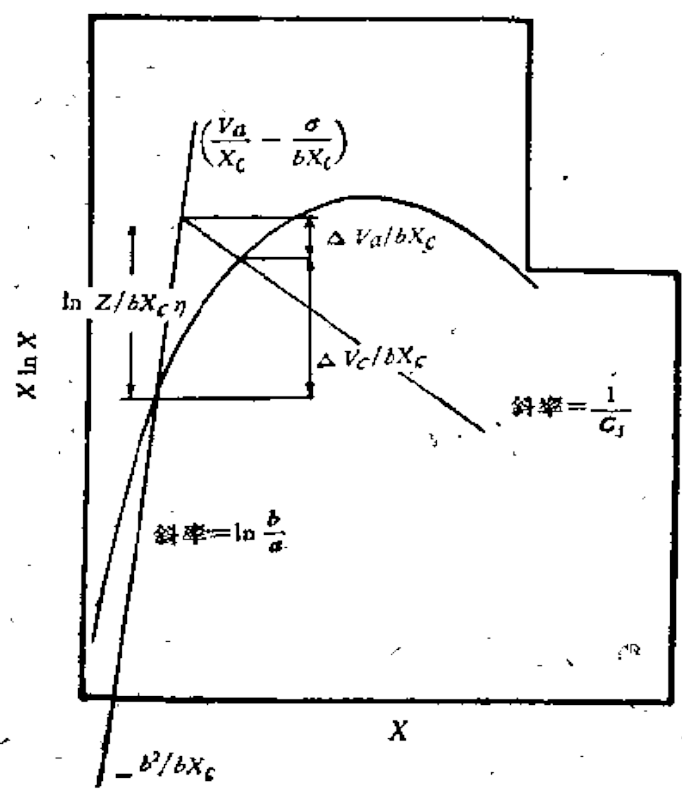
$$Q_{cap} = -C_s \Delta V_a = \frac{C_s}{C_s + C_0} Q_f. \quad (14)$$

式中  $Q_f$  为自由电荷, 当  $q_c = 0$  时以前相当各式仍旧适用。此时

$$\begin{aligned} \Delta \ln N &\doteq -\eta_0 \left( \frac{1}{C_s} + \frac{2}{l} \ln \frac{b}{er_c} \right) \frac{C_s}{C_s + C_0} Q_f = \\ &= -\eta_0 \left( \frac{1}{C} \left[ 1 - \ln \frac{b}{er_c} / \ln \frac{b}{a} \right] + \frac{2}{l} \ln \frac{b}{er_0} \right) Q_f. \quad (12)'' \end{aligned}$$

式中  $C = C_s + C_0$ , 为阳极系统的总电容。

在卤素管中  $Q_f$  有时很大而致上式不能适用, 此时以根据附图 1 用图解法来分析其  $\ln N$  之变化, 比较方便。在示意附图 3 中, 直线与曲线的交点表示  $N_e = 1$ , 即放电开始收敛之处, 可以看出,



附图 3

$Q_1$  可达甚大数值, 当超过电压高时 (尤其是  $b/a$  小的低阈压管), 处于  $r_c$  以内的空间电荷不能使放电收敛, 这时将会得到很大的主要由线路参数决定的脉冲。

如需计算每次放电的电荷  $q$ , 则先要算出正离子在放电終了时的空间分布及放电終了时的  $\ln N_f$ , 这些都牵涉到很繁的计算, 为大致估计外部电容对  $q$  的作用, 如果我们非常粗略的假定以上分布及  $\ln N_f$  与外部电路无关, 则  $\frac{1}{q}$  与  $\frac{1}{C} \left[ 1 - \ln \frac{b}{er_c} / \ln \frac{b}{a} \right] + \frac{2}{l} \ln \frac{b}{er_c}$  成正比, 亦即  $\frac{1}{q}$  与  $\frac{1}{C}$  成一直线关系。可以外延截

$\frac{1}{q} = 0$  轴于  $\left( \frac{l}{C} \right)_0 = \frac{2 \ln \frac{b}{er_c}}{1 - 2C_0 \ln \frac{b}{er_c}}$  点, 相当于管内具有等效电容

$$C_{eq} = -(C)_0 = \frac{C_0 \ln \frac{er_c}{a}}{\ln \frac{b}{er_c}} \quad (12)''''$$

式中的  $r_c$  指雪崩增殖过程中的碰撞电离的临界半径的某种平均值。

**1.3 电子被俘获的几率与计数损失** 按汤姆孙公式, 电子在沿电场方向单位长度的路程中不被溴分子俘获的几率为

$$\frac{dP}{dX} = -P \left[ 1.35 \times 10^{15} \times \frac{h'}{k_e^2} \times \frac{1}{X} \right], \quad (15)$$

式中  $k_e$  为电子在该压力下的运动率,  $h'$  为电子与混合气体的分子碰撞时被俘获的几率, 如果假定  $h'$  与  $k_e$  均为恒量, 则在计数管内

$$-\frac{1}{P} \frac{dP}{dr} = + \frac{2C}{X} = + C \frac{r}{Q} \quad (16)$$

距中心轴  $r$  处产生的电子到达阳极而不被俘获的几率为

$$P(r) = e^{-\gamma(r)},$$

式中

$$2C = 1.35 \times 10^{15} \times \frac{h}{k_e^2},$$

$$\begin{aligned} \gamma(r) &= 6.75 \times 10^{14} \left( \frac{h}{k_e^2} \right) \times \ln \frac{b}{a} \times \frac{(r^2 - a^2)}{V} \\ &= C \cdot \frac{(r^2 - a^2)}{V_n} \end{aligned} \quad (17)$$

假定原始电离在管内均匀地分布着，则到达阳极的电子电流  $I_e$  与总电流  $I_0$  之比为

$$\left. \begin{aligned} \frac{I_e}{I_0} &= \frac{1}{y(b)} (1 - e^{-y(b)}) = C'V \left( 1 - e^{-\frac{1}{C'V}} \right), \\ \text{或} \quad \frac{1}{C'} &= C \ln \frac{b}{a} (b^2 - a^2). \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

上述  $h'$  与  $k_e$  不变的假定夸张了  $V$  低时的损失。

假定粒子是与阳极平行地射入的，在距中心轴  $r$  处平均产生  $\bar{S}$  个原始电子，则到达阳极的电子数平均为

$$\bar{S}' = \bar{S}e^{-\gamma}.$$

所以产生计数的机会为

$$P'(r) = 1 - e^{-\gamma'}.$$

在整个计数体积中每一粒子被记录之几率：

$$\begin{aligned} P' &= \frac{1}{b^2 - a^2} \int_a^b (1 - e^{-\gamma}) dr^2 = \\ &= C'V [-\ln(\bar{S}') + E_i(-\bar{S}')] \frac{1}{b}. \end{aligned} \quad (19)$$

在电子被俘获的现象不严重时，写作下式比较方便：

$$P' = 1 - C'V \left[ -E_i \left( -\bar{S}e^{-\frac{1}{C'V}} \right) + E_i(-\bar{S}) \right]. \quad (19)''$$

当  $\bar{\omega}_0 \ll 1$  时(当管壁附近的电子几乎不能达阳极时)则有

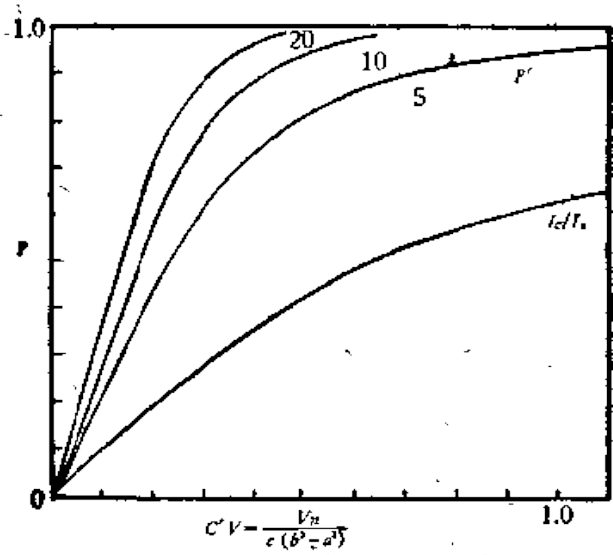
$$P' = C'V(\ln \bar{S}r), \quad (19)'''$$

式中

$$\ln r = 0.5772.$$

此时计数率与作用电压成正比，即相对斜率等于 1。

除了对钟罩形计数管外，在实际测量中很难满足离子径迹与轴平行的假定，所以上面的计算只能显示出变化的趋势与大概的数值。以上结果绘于附图4。



附图4 负离子的形成引起的计数损失

## §2. 卤素β管

如果β管的阴极不用铜管或铜片，而用上述的薄膜阴极充以微量卤素作为猝灭气体，就成卤素β管；也就是一端封以薄云母窗的透明卤素管。下面叙述透明阴极卤素β管用软玻璃粉封云母的方法。把这些东西混合在一起，放在1000℃的电炉内加热到变成液体，然后倒到蒸馏水里去，使它成为固体。把它烤干。再用干净的研磨工具磨细，一直磨到不能再细为止。磨细后的玻璃粉加上蒸馏水，混合均匀后要象泥浆一样，用肉眼看不出有小颗粒才可以。

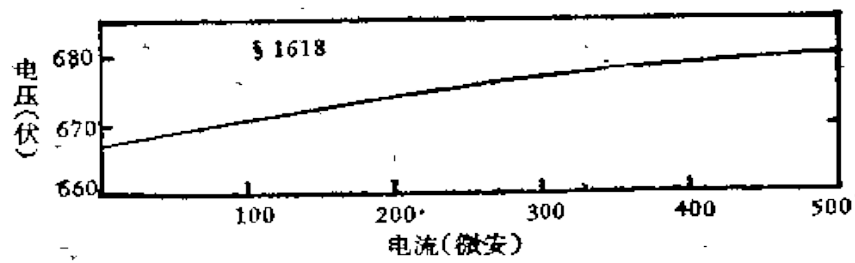
准备好封β管的设备：可调变压器，一个电炉(500℃)，一个圆筒碳棒，放管壳的一个电热片。把云母剪好，用棉花蘸乙醚拭擦干净。封管用的工具如毛笔、装蒸馏水的烧杯等也要进行清洁处理，清洁过程和以上相同。

把玻璃液涂到管壳上(玻璃壳要用钙玻璃)，不能太稀，即不能

让它任意流动。最初一层要薄，并且要涂得均匀。然后把云母沾上去，再次涂一层玻璃粉。把玻璃管壳绕上石棉绳，要绕紧。最后把碳筒夹好放到电炉内烤烘，温度  $450^{\circ}\text{C}$ — $500^{\circ}\text{C}$ ，时间 20—25 分钟。待它的颜色变了，把电热片的电源接通，至玻璃粉溶化，就断开，同时也把电流电源断开。然后让它电在电炉里慢慢冷却，到与外面温度相差不大时，把它取出。在拆开时，不能放到太冷的地方，最好放到石棉板上，才不容易破裂。

### §3. 稳 压 管

这是为了配合使用计数管及强流管的需要而制造的。这种管利用了正离子运动率高的气体(氩)中的同轴圆筒间正的冕状放电的电流电压特性(参看附图5)，因为冕状放电电源比辉光放电电源小几个数量级，所以适于需要电源(或线路能供给的电源)不大的场合，用来稳定计数管的高压或用作电子稳压线路中的电压参数管，它的始燃电压，几乎就是作用电压(尤其是当电源电压加得很慢时)，而不象辉光放电稳压管那样比作用电压高出很多(30—50%)，这也是在上述应用中的很大的优点。



附图 5 稳压管的电流电压特性

电压电源。曲线的斜率  $\frac{dV}{di}$  是由于管内正离子空间电荷减弱了阳极附近的电场，必须增加电压，才能维持稳定的雪崩增殖的缘故。其数值可以通过气体及电极的大小的选择来控制。正的等效电阻是维持稳定放电所必需的。

这种稳压管在进入辉光放电以前，能通过的电流，可达很大的数值(300—500 微安，视几何与阴极情况而定)，但在实用上尚需

考虑到使用寿命(例如阴喷溅使绝缘体漏电)方面的问题,其最小电流是由管内雪崩增殖的统计涨落决定的。氩的最小电流较大,但并不妨碍应用。本管暂采用图5的形式,用镍片及镍丝作电极,装配中特别注意保证电极的同轴,然后用水银扩散泵按一般手续排气并充入氩气至适当压力(需考虑从系统上封下时受热膨胀而引起的压力变化)。制得的管经过24小时的按额定电流放电的老化,以除去开始一段时间内的电压的变化(初约降低10伏,再静放一昼夜,下降约5伏)之后,作用电压即很稳定。

#### §4. 各种盖革有机计数管

**盖革有机计数管** 我们有各种大小的有机 $\gamma$ 管。采用的阴极有黄铜、紫铜、铝、铅、真空喷镀的金和铜、镀银、透明阴极等。有钟罩形金属壳和玻璃壳 $\beta$ 计数管,有直筒形金属壳和玻璃壳 $\beta$ 计数管,有金属壳 $4\pi$ 计数管,有鼓形 $\beta$ 、 $\gamma$ 计数管,有吹气式的大 $\beta$ 管,等等。

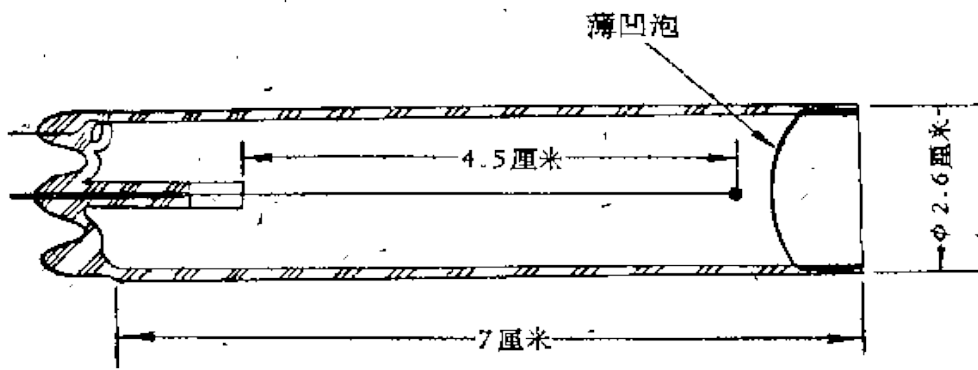
**卤素计数管** 有各种大小的 $\gamma$ 管、 $\beta$ 管。有测量气体放射性计数管、暖水瓶式的 $\beta$ 和 $\gamma$ 管、不同种类的流体式和液体式计数管、花生管、紫外射线计数管等。采用的阴极有不锈钢和透明阴极。另外,还有稳压管和强流管。

几种特种卤素管的坪曲线及结构 下面的图表示几种特种卤素管的坪曲线及结构。

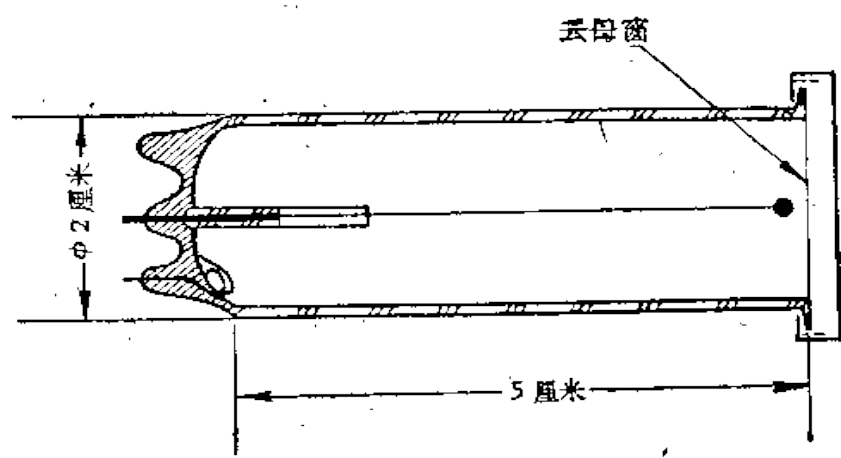
表. 部分特种卤素管的坪

管 名	阈压 (伏)	坪长 (伏)	坪斜 (%/100 伏)
凹泡式的 $\beta$ 管	330	$\geq 100$	8
云母窗 $\beta$ 管	330	$\geq 100$	8
旁流式	320	$\geq 100$	8
暖水瓶式	600	$\geq 80$	8
流动式	550	$\geq 80$	8
花生管	630	$\geq 80$	8
盛液式	330	$\geq 100$	8

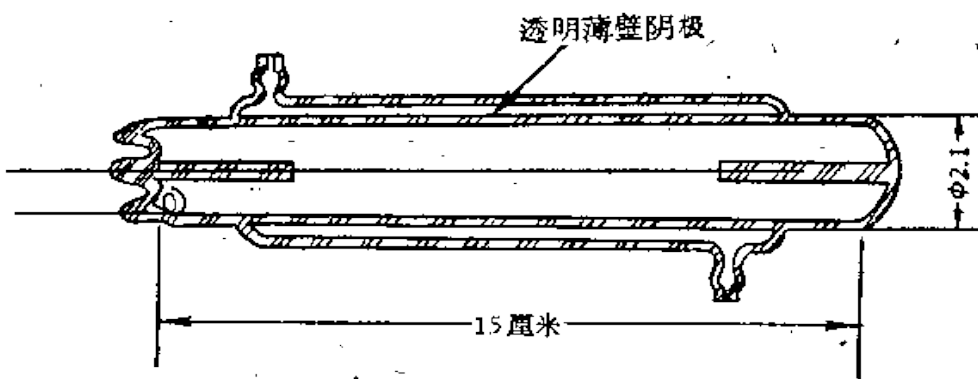




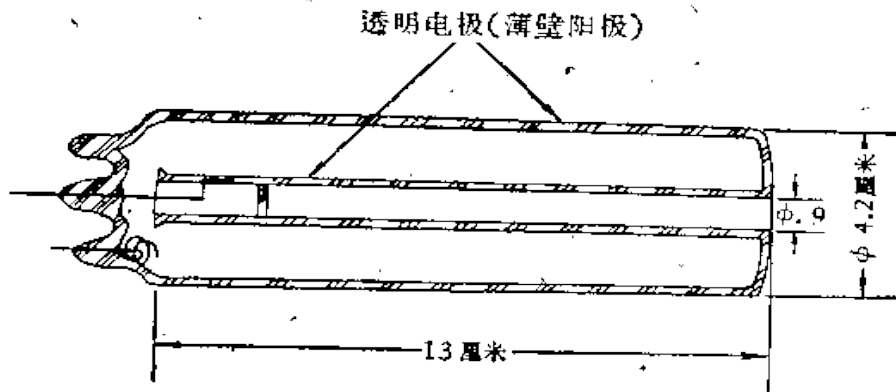
附图 6 凹泡式  $\beta$  卤素计数管



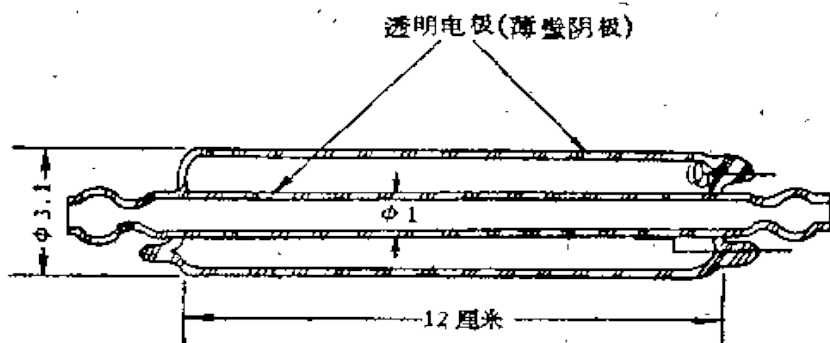
附图 7 云母窗  $\beta$  卤素计数管



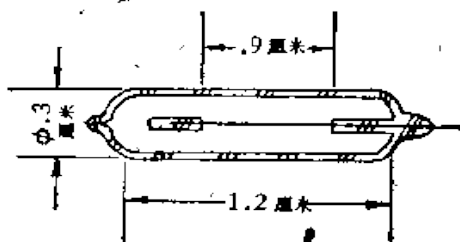
附图 8 旁流式卤素计数管



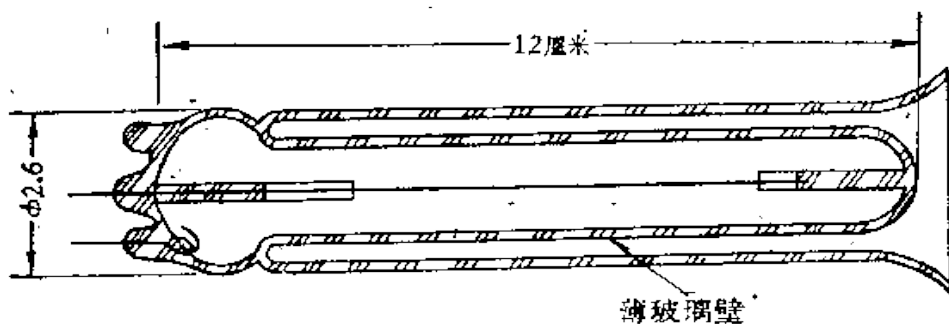
附图 9 暖水瓶式卤素计数管



附图 10 流动式卤素计数管



附图 11 花生管



附图 12 盛液式计数管

