

GM 计数器死亡时间的研究

杨圣 07300190033

(复旦大学物理系, 上海 200433)

摘要: 实验中发现, 在 X 射线高压和管流较高的情况下, 实际计数率会随着理论计数率的增大而减小。而这个结果是无法用传统的非拓展型死亡时间来解释的。本文基于泊松分布, 建立了一种新的拓展型死亡时间模型, 以及广义死亡时间模型, 从而解释了高理论计数率下的实际计数率的减小, 并且提出了一种可行的测量不同计数率下的死亡时间的方法。

关键字: 死亡时间, 盖革计数器, 计数率, 泊松分布

A Research about Dead time of GM Counters

ABSTRACT: In the X-Ray Diffraction experiments, we found that when the voltage and current of X-ray's tube are high, the actual counting rate would decrease when the theoretical counting rate increased. However, this phenomenon can't be explained by the traditional non-extended dead time model. In this paper, basing on the Poisson distribution, we made an extended dead time model and a generalized dead time model. We then explained the phenomenon and proposed a new feasible method of measuring the dead time under different counting rate.

KEYWORD: Dead time; GM Counters; Counting rate; Poisson distribution

1. 引言

在测量 X 射线衍射谱时, 我们有时需要 X 射线谱的强度。而一般认为, 我们应该调节 X 射线管的高压和管流, 使计数率的强度在 1500/s 以下。这是由于 GM 计数器的死亡时间的影响, 会使实际计数率小于理论计数率, 并且一般文献给出了非拓展型死亡时间的模型。而实验中发现, 在高压和管流很高即理论计数率很高时, 实际计数率会逐渐减小, 这与非拓展型死亡时间模型不符。本文通过用泊松分布建立在计数率较高时的拓展型死亡时间模型, 解释了高理论计数率下的实际计数率的减小, 并提出了一种测量死亡时间的方法。

2. 实验原理及实验装置

2.1 G-M 计数器的结构。 G-M 计数器由 GM 计数管、高压电源和定标器构成。G-M 计数管中央是一根极细的金属阳极丝, 用一个圆柱形金属套作为阴极, 中间填充定量的气体。在 G-M 计数管两极加上电压 V_0 , 设其阳极半径为 a , 阴极半径为 b , 则沿着管径向位置为 r 处的电场强度为 $E(r) = \frac{V_0}{r \ln \frac{b}{a}}$ 。可见随着 r 减小, 电场强度增大, 且在阳极附近急剧增大。

2.2 工作原理。 当射线进入 G-M 管中使得管中气体电离后, 正离子和电子在管内柱状电场的作用下分别向阴极和阳极移动。在阳极附近强大的电场作用下, 电子获得极大的动能以至于将阳极附近的气体电离。经过多次碰撞, 阳极附近的电子急剧增多, 形成了所谓“雪崩”电子; 在这些碰撞中会产生大量光子, 这些光子能够进一步地产生第二波的“雪崩”效应, 增加电子。雪崩过程发生在阳极附近, 加上电子的质量远远小于阳离子的质量, 因此电子很快被阳极吸收, 在管内留下一个由大量阳离子构成的阳离子鞘包围着阳极。正离子鞘将随着电离发生而逐渐增厚。由于正离子鞘的作用, 阳极附近的电场强度将随之减小, 直到电场强度不足以引起雪崩效应, 这时雪崩效应停止, 阳离子鞘停止生成, G-M 管进入恢复过程。在

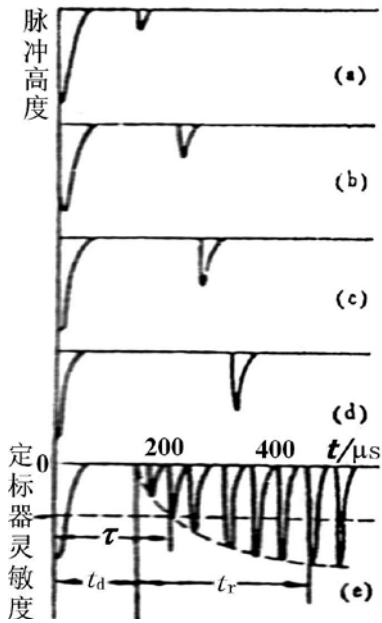


图 1: GM 计数器的分辨时间

电场的作用下，正离子鞘缓慢地向阴极移动，阳极附近的电场也随之恢复，使得与 G-M 管串联的电阻记录下一个电压脉冲。脉冲足够大时，可以触发定标器计数。

把计数器看做一个电容器的话，那么在放电前为高压，在两极上带有一定的电荷；经过放电，电子中和掉极板上的一部分电荷，阳离子鞘的电场屏蔽了管内的部分电场、降低管内的电压降，于是阳极电位降低，输出一个负的脉冲信号。显然，电源电压越大，负脉冲幅度越大；串联电阻越大，脉冲宽度较宽，幅度也较大。当阳离子到达阴极时会再次打出光电子，如果这些电子再次形成离子放电的话，一个入射粒子就将产生多个信号了。为了避免再次形成雪崩效应，使得一个入射粒子只产生一个信号，在管内加入少量的卤素气体来吸收这部分电子。

2.3 死时间、恢复时间、分辨时间。(图 1)

2.3.1 死亡时间 t_d 。由于正离子鞘对电场的屏蔽作用，在放电结束后计数管有一段时间不能响应脉冲信号。这段时间是死亡时间。随着正离子鞘向阴极运动，阳极附近的电场逐渐恢复，当正离子鞘移动到距轴线距离为 r_c 时，刚好雪崩放大足可以输出一定大小的脉冲，把正离子鞘从 r_0 移动到 r_c 这段不能输出脉冲的死寂的时间称为死亡时间。

2.3.2 恢复时间 τ 。正离子鞘从 r_c 到阴极的这段时间称为恢复时间。这时计数管完全恢复到放电前的状态，能够给出与原始放电大小相同的脉冲。

2.3.3 分辨时间 t_r 。GM 计数器记录脉冲时，电子定标器有一定的阈值电压，只有脉冲幅度超过的脉冲才能够被计数。这一段时间被称为分辨时间 τ 。显然有 $t_d < \tau < t_r$ 。相隔时间小于 τ 的两个入射粒子只能被记录一次。一般来说，GM 计数管的阈值电压很小，以至于 $t_d \approx \tau$ 。

2.4 非扩展型死亡时间。将实验中实际测量得到的计数率记为 R(单位/s)，而如果没有死亡时间得到的计数率记为 n。由于死亡时间 t_d 的存在，在一次计数后的时间 t_d 内进入的辐射粒子就会被漏记，影响了测量的准确性。对此漏记可以修正，若单位时间一共记了 R 次，每次计数后有一段时间 t_d 要产生漏记，则单位时间内共有时间要产生漏记，如果没有漏记时单位时间内的计数应该是 n 次，则在 Rt_d 时间内应该记 nRt_d 次，这恰好应等于漏记数 $n-R$ 。于是有 $n-R=nRt_d$ 。可以求出 n 随 R 的变化关系(式 1)：

$$n = \frac{R}{1 - Rt_d}$$

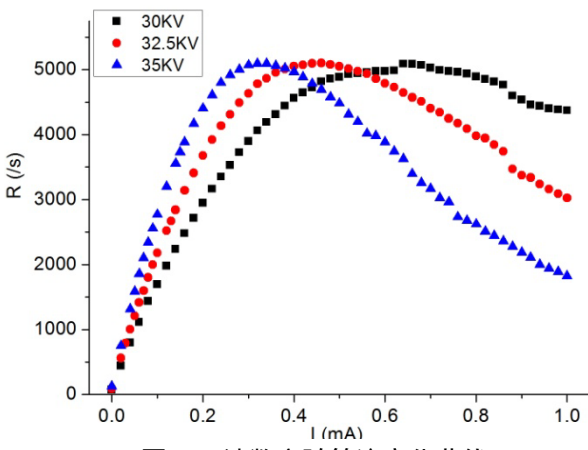


图 2: 计数率随管流变化曲线

3. 实验结果与分析。

设定计数时间为 20s，也就是说 GM 计数器每采集 20 个信号值取平均，以此作为显示的计数率 R。设定角度为 0° ，在 X 光管出射缝处加上铅片。在 X 光管高压分别为 30KV, 32.5KV, 35KV 时改变 X 光管电流。X 光管流从 0.00mA 逐步递增至 1.00mA。记录计数率随电流的变化曲线。

从理论上讲，在一定 X 光管高压下，管流越大，Mo 靶所发射出的 K_α 和 K_β 峰的强度越大，两者呈现线性关系。实际情况

下的 Mo 靶的 X 光谱线不仅包括 K_{α} 和 K_{β} ，还包括韧致辐射谱。显然，韧致辐射谱线强度与管流的大小不呈线性关系，因此，我在 X 光管出射缝加上铝片的目的是过滤掉 K_{α} 谱及大部分的韧致辐射谱。然而，如图 2 所示，计数率随电流的变化曲线并非呈线性。

为找到计数率随管流反常变化的原因，取 35KV 的曲线进行分析。其它电压下的曲线关系类似。如图 3 所示，在计数率为 2000 以下时，计数率随电流增加线性增加。取这一段的线性关系进行拟合，得到计数率和管流的关系，以此作为理论计数率 n 。取横轴为理论计数率 n ，纵轴为实际计数率 R ，作得图 4。将式(1)变换后得到 R 随 n 的变化。

$$R = \frac{n}{1 + nt_d}$$

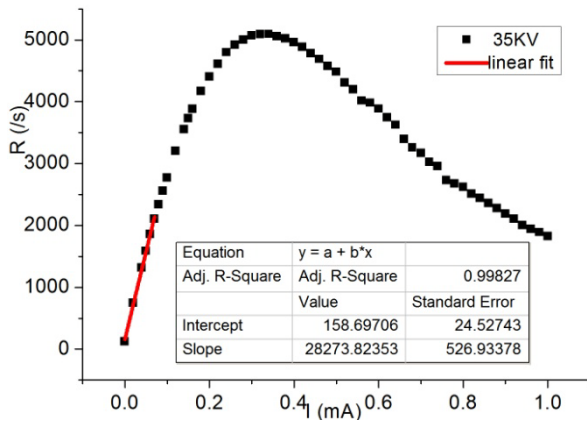


图 3：线性拟合得到理论计数率

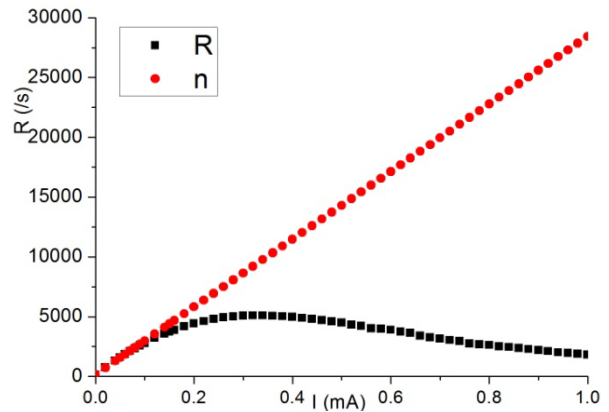


图 4：理论计数率与实验计数率的对比

用式 (1) 进行拟合，得图 5。如图 5 所示，拟合曲线的相关系数为负数，而且拟合曲线中 R 随着 n 的增大并不会降低，只会趋于一个常数，这与实验测得的数据不符。拟合得到的式中的死亡时间为 $220\mu s$ ，这也与通常情况下的小于 $100\mu s$ 的死亡时间不符。

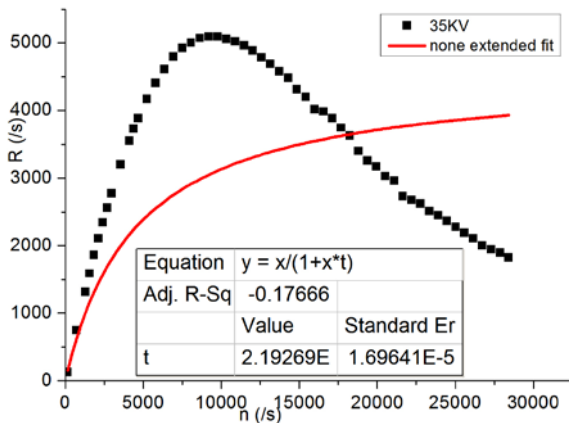


图 5：非扩展型死亡时间拟合

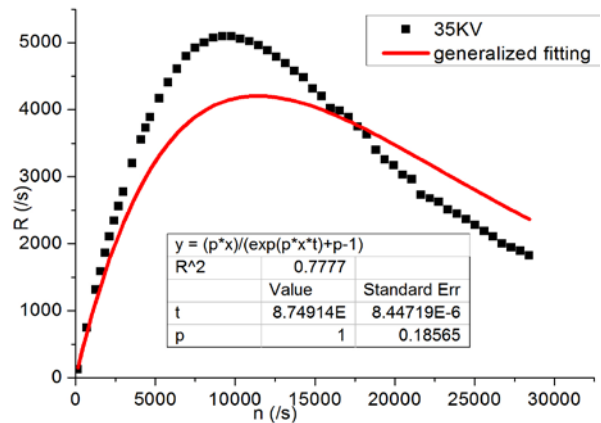


图 6：广义死亡时间拟合

当进入计数管探测灵敏区的粒子较多时，每次雪崩放电所致电场强度下降后的恢复来不及达到最大值，就有粒子进入，进入探测灵敏区的粒子频率越高，输出脉冲的幅度越小，即计数管输出的脉冲幅度随其输出计数率的增加而下降。这时的死亡时间就由原来的非拓展型死亡时间转变为拓展型死亡时间。由此重新建模。

假定计数管输出的脉冲计数率服从泊松分布，即

$$P(R) = \frac{R^n e^{-R}}{n!}, \text{ 其中 } n \text{ 为探测器输出的平均计数率。}$$

则探测器输出的相邻两个脉冲的时间间隔 t 内, 是第一个脉冲发生后的 t 时间内没有脉冲发生, 在随后的 dt 时间内有一个脉冲发生。由泊松分布规律可知, 在 t 内没有脉冲发生的概率为 $P_0(t) = e^{-nt}$, 而在 dt 时间内发生一个脉冲的概率为 $P_1(dt) = ndt$

按照独立时间的乘法原理, 发生在时间间隔为 t 的脉冲概率为 $dP(t) = P_0(t)P_1(dt) = ne^{-nt} dt$,

则脉冲间隔大于或等于 t_d 的脉冲概率为 $P(t \geq t_d) = e^{-nt_d}$

有探测器输出的脉冲计数率 R 为

$$R = ne^{-nt_d} \quad \text{式 (2)}$$

将式 (2) 泰勒展开, 得到

$$n = R[1 + Rt_d + \frac{3}{2}(Rt_d)^2 + \frac{8}{3}(Rt_d)^3 + \frac{125}{24}(Rt_d)^4 + \dots]$$

因此, 当 $Rt_d \ll 1$ 时, $n \approx R$ 。非拓展型死亡时间转变为拓展型死亡时间。

记 t_{eff} 为平均死亡时间, 在一次计数后的 t_{eff} 时间内进入的辐射粒子就会被漏记。假设单位时间一共记了 R 次, 每次计数后有一段时间 t_{eff} 被漏记。

记 p 为可以引发扩展型死亡时间的比例分数, 假设实验中既有拓展型死亡时间, 又有非拓展型死亡时间, 由式(1)和式(2), 可以很容易的推导出广义死亡时间。其中实验测量的计数率(式 3)

$$R = \frac{n}{1 + nt_{\text{eff}}} = \frac{pn}{e^{0nt_{\text{eff}}} + p - 1}$$

对实验计数率随理论计数率的变化关系用式(3)进行拟合, 结果如图 6 所示。可以看出, 拟合曲线的趋势和实验结果相似, 且相关程度相对较好。由 $p=1$ 可知, 非拓展型死亡时间基本没有, 全是拓展型死亡时间。求得的死亡时间为 $87\mu\text{s}$, 小于 $100\mu\text{s}$, 与通常情况下的死亡时间相符。

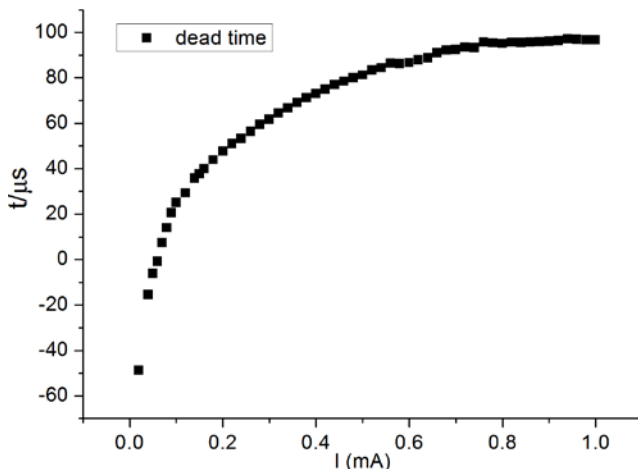


图 7: 死亡时间随 X 光管电流的变化关系

然而, 理论曲线与实验曲线仍有一定的误差。追根溯源, 可以从我之前做的两个假设入手。**第一**, 我假定了实验中理论计数率随管流的关系是正比的。尽管相比于不加铝片和加铜片来说, 加了铝片以后 X 射线谱几乎只有 K_{β} 峰, 但是仍然有一部分连续谱, 即韧致辐射部分。这部分的强度并不会随管流而线性增加。**第二**, 我假定了死亡时间随着理论计数率的增大而不变, 这实际是个近似。随着入射 X 射线的强度的增加, 激发出管内正负离子的数量也增加, 单位时间内激

发出的正负离子增加, 因此, 会有越来越多的小脉冲在一个脉冲信号还未恢复到阈值电压以上就产生出来, 由此延长了死亡时间。故死亡时间随着管流的增加从理论上来说应该是逐渐

增加的。

将式(2)变换得到死亡时间与计数率的关系 $t_d = \frac{\ln(n/R)}{n}$ 。然后作图 7。由图 7 可知，

刚开始时，死亡时间是负值，这对应的是如图所示的情况。随着计数率的增大，死亡时间迅速增大，这对应于由非拓展型死亡时间过渡到拓展型死亡时间。当超过最大计数率的时候，死亡时间的增加变缓。这以后计数率再增加，死亡时间基本不增加，且趋近于一个常数。可以看出，这个常数便是 $87\mu\text{s}$ 。这与理论曲线拟合得到的死亡时间一致。进一步可以看出图和图的兼容性：正因为理论曲线假定的死亡时间是最终的常数，而忽略了这之前的较小的死亡时间，因此得到的最大计数率便比实验测量值要低。

4. 结束语

本文通过基于泊松分布建立一种新的拓展型死亡时间模型，并将此模型与之前的非拓展型死亡时间模型相结合，得到了广义死亡时间模型。由此解释了在其他条件确定的情况下增大 X 光管流，GM 计数器的测量值先线性增大后缓慢减小的现象。经过分析讨论得到了误差的来源，并且提出了测量不同计数率下死亡时间的方法。

参考文献：

- [1] 戴道宣. 近代物理实验[M]. 北京:高等教育出版社, 2006. 9-17.
- [2] 复旦大学等编 原子核物理实验方谠, 上册, P. 29—33, 原子能出版社, 1981 年
- [3] 刘国才. 核电子学与探测技术, 7(5). 267(1987)。
- [4] Jorg W. Muller Generalized dead time, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A301 (1991) 543-551