

# 近年来原子核辐射探测器的若干新发展

唐孝威 孫漢城

本文介绍了最近三年来在原子核辐射探测器方面的若干新发展和新成就,其中包括半导体探测器、光敏计数管、火花计数器、闪烁计数器、气体契连科夫计数器、光电倍增管和电子倍增管、发光室、气体放电室等。对于上述探测器,叙述了基本原理、结构和性能特点。最后还归纳了对于探测器的一般的性能要求和作者对于发展探测器的意见。

实验原子核物理的重要任务之一,就是掌握和发展辐射探测器。只有正确地探测原子核辐射的特性,才能正确地认识原子核的规律。随着原子能科学技术的发展,人们不断地改进原有的探测器,并且不断地发现新的探测原理,创造新型的探测器。近几年来,由于高能核物理和中子物理的进展,高能粒子探测器和中子探测器发展得特别快。

要在一篇文章中对于探测器的发展近况作全面的介绍是很困难的。我们只能简单介绍若干种目前比较尖端的探测器的重大进展。在电离类型的探测器方面介绍半导体探测器、光敏计数管和火花计数器。在发光类型的探测器方面介绍闪烁计数器、气体契连科夫计数器和与之相联系的光电倍增管和电子倍增管。在粒子径迹类型的探测器方面介绍发光室和气体放电室。

## 一、半导体探测器(固体电离探测器)

早在1951年,麦克开(K. G. McKay)就用锗晶体的 $p-n$ 结记录了 $\alpha$ 粒子。1960年弗里德兰(S. S. Friedland)等用硅晶体的 $p-n$ 结测量了 $\alpha$ 粒子的能谱,对于能量为5兆电子伏的垂直入射的 $\alpha$ 粒子能量分辨率达0.6%,比所有其它的探测器都好。这是近几年来探测器领域内的一项重大进展。

将五价的磷扩散到四价的空穴导电性(p型)的硅晶体中,就形成了电子导电性的n型导电层。对于这样一个 $p-n$ 结加几伏到几十伏的反向电压时,在结的两侧形成一个阻挡层。这个阻挡层可以用作探测带电粒子的灵敏区。当带电粒子进入灵敏区时,产生了电子-空穴对,电子和空穴受电场作用分别向两侧运动,被电极收集,产生脉冲讯号。输出脉冲的幅度正比于电子-空穴对的数目,也就是正比于入射粒子的能量,因此可以由输出脉冲幅度来测量入射粒子的能量。这种过程和气体电离室的工作机构相类似。但是在硅半导体中产生一对电子-空穴只需要3.5电子伏的能量,而在一般气体中产生一对离子却需要30电子伏左右的能量。由此可见,如果同样能量的粒子射入半导体探测器和气体电离室,而且粒子能量全部损失在灵敏区里面,那末在半导体探测器中产生的电子-空穴对数目要比在气体电离室中产生的离子对数目大一个数量级。因此半导体探测器中电子-空穴对数目的统计起伏较小,能量分辨率自然就比较好了。

如果希望在较宽的能量范围内保持输出脉冲幅度和粒子能量之间的线性关系,那末就要求:(1)作为粒子入射窗的n型导电层要薄;(2)阻挡层厚度要大于粒子射程。阻挡层厚度正比于硅的电阻率平方根和作用的反向偏压平方根。当硅电阻率是1000欧姆·厘米,作用偏压是45伏时,对于0.3—20兆电子伏的 $\alpha$ 粒子都保持良好的线性关系。

除了可以精确地分析粒子能量外,半导体探测器还有下列优点:(1)反应快,输出脉冲上升时间数量级为毫微秒;(2)体积小,因此有良好的空间分辨率,并且可以在需要用小型元件的场合中应用;(3)轻便,工作电压低,供电设备简单;(4)探测重粒子时,对 $\gamma$ 本底不灵敏。

缺点是探测器的工作面积不能做得太大。一则不易制备,再则面积大时电容过大,输出脉冲幅度太小,噪音也大了。此外,对温度比较灵敏,抗辐射性也比较弱。

近一年多来,半导体探测器又取得了许多进展。对于5兆电子伏的 $\alpha$ 粒子能量分辨率达到了0.3%。工作面积也可到2.5平方厘米,并在各种射线的探测中都得到了广泛的应用。

在半导体前盖一层含氘、硼或锂的辐射体就可探测快中子和慢中子。可作通量测量,也可作能谱测量。例如勒芙(T. A. Love)等在两个半导体探测器之间夹一薄层 $\text{Li}^6\text{F}$ ,  $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{T}$ 核反应产生的 $\alpha$ 粒子和氚核分别在两个半导体中产生信号,用符合方法记录信号可测中子能谱。输出脉冲分布在半强度处的宽度约300千电子伏。缺点是效率较低。对热中子效率约 $3 \times 10^{-3}$ ,对2兆电子伏快中子约 $10^{-6}$ 。最近,博克(J. Bok)制成的 $\text{Li}^6\text{F}$ 硅快中子能谱探测器对反应所产生的 $\alpha$ 粒子分辨率为30千电子伏,由于氟化锂层厚度引进的能量不确定值为1%。

用入射窗极薄(0.1微米)的半导体探测器,前面涂一层裂变物质,便可测量裂变碎片的能谱。

用电阻率较高的半导体,在作用偏压较高的条件下使阻挡层较厚,可用于探测 $\beta$ 射线。例如麦克开恩齐(J. M. McKenzie)等用电阻率为12000欧姆·厘米的硅,当偏压为200伏时,阻挡层厚度超过350千电子伏电子的射程,对于900千电子伏以下的电子输出脉冲高度与入射电子能量保持良好的线性关系。

阻挡层的厚度一般只有几十到几百微米,对于射程较长的粒子的探测不利。最近有一种NIP型半导体探测器很有价值。在一块半导体材料的两端经扩散处理分别成为n型和p型薄层,中间叫I层。带电粒子从侧面不经过n层或p层而直接射入灵敏区I层中,射程较长的粒子也可以停留在灵敏区内。这种形式还可以用来测量 $\gamma$ 能谱。例如古赫(L. Koch)等用NIP型半导体测量了 $\text{Co}^{60}$ ,  $\text{Cs}^{137}$ ,  $\text{Hg}^{203}$ 的 $\gamma$ 能谱,对于能量为279千电子伏的 $\text{Hg}^{203}$  $\gamma$ 射线能量分辨率为8%,当然,探测效率是不高的。

半导体探测器还可以好几个联合使用,例如测量角分布、角关联等。在高能物理实验中,它还可以用作测量粒子能量损耗率用的探测器。

半导体探测器的发展,是几年来在探测器领域中的最重大发展,值得我们密切注意。

## 二、气体电离探测器

气体电离探测器是最常用的探测器,近年来也有不少进展。本节只介绍光敏计数管和火花计数器两种气体电离探测器。

### 1. 光敏计数管

1959年苏联索洛金(Л. С. Сорокин)制成了光敏计数管。将它和闪烁晶体结合起来探测射线时,既具有闪烁计数器的一些优点,即对 $\gamma$ 射线探测效率高,又具有盖格计数管的一些优点,即所用电子学仪器简单、工作稳定。

光敏计数管基本上就是普通的盖革管,但是管壁内蒸有一层铯-铷光阴极。闪烁晶体中产生的荧光射到光阴极上,打出光电子。光电子进入盖革计数管区中,受阳极电场加速作用,在中心丝附近的强电场中引起气体电离产生雪崩。盖革放电的结果是产生一个电压脉冲。

光敏计数管内所充的气体应当对光阴极的灵敏度影响很小。索洛金所用的是6毫米汞柱气压的异戊烷和50毫米汞柱气压的氩的混合气体。一个重要的问题是要避免光阴极热电子进入盖革计数管区中形成的干扰。铯-铷阴极在室温下每秒每平方厘米约有 $10^4$ — $10^5$ 个热电子发射。但如果使光阴极的电位比盖革计数管区的阴极电位高1.5伏,则热电子都不能进入盖革管中,而闪烁晶体荧光所产生的光电子能量大部分是2电子伏,它们仍可以进入盖革管区中。索洛金所制成的光敏计数管管长约为100伏,坪斜10%。它的优点是用光敏计数管代替了光电倍增管,电子学设备简单,输出脉冲一般不必放大,可以直接记录,计数管在坪部工作时很稳定,对高压电源的稳定性要求也不高。用不同的闪烁体加上光敏计数管就可以探测各种射线。

它和闪烁计数器不同的是只能用来记录射线的数量而不能用来分析能量。对于不同能量或不同种类的射线输出脉冲幅度都同样大小。此外,仪器的分辨时间和死时间等都由盖革计数管决定。

## 2. 火花计数器

在两块平行板之间或金属丝与一块平行板之间加足够高的电压(接近于击穿电压),当有带电粒子进入电极间时即引起气体火花放电,输出电压脉冲。

以前,火花计数器常用来探测重粒子。近年来的进展是缩短了分辨时间并应用于中子探测工作中。

火花计数器的性能是:(1)分辨时间快,为毫微秒数量级。巴布金(M. B. Бабыкин)所制扁平火花计数器(极间距离0.15毫米,充氩3大气压)分辨时间达 $10^{-10}$ 秒;(2)输出脉冲达几百伏,不必放大直接可记录;(3)分辨粒子的性能好。粒子能量损耗率越大则脉冲越高,对于 $\gamma$ 、 $\beta$ 灵敏度极低而对于重粒子脉冲高;(4)空间分辨率好,火花光点描绘出粒子经过的位置,可以直接观察或用照相记录;(5)简单易制;(6)管宽可达400伏。

缺点是:灵敏体积小,对中性粒子的探测效率低;死时间较长( $10^{-3}$ — $10^{-4}$ 秒);性能随温度而改变。

火花计数器充氮气或用含氫膜作辐射体,可测快中子,效率约 $10^{-5}$ 。充 $\text{BF}_3$ 气体或用硼膜作辐射体,可测慢中子。斯凡特尼克(M. J. Swetnick)所制火花计数器在剂量率为3600伦/小时的强 $\gamma$ 本底存在时,对 $\gamma$ 射线实际上不灵敏而对热中子效率为0.6%。

## 三、闪烁计数器

由闪烁体和光电倍增管组成的闪烁计数器发展很快,应用很广。本节只介绍近年来的几个重大成就。关于光电倍增管的进展,由于它是闪烁计数器和契连科夫计数器都需用的元件,另分专节讨论。

### 1. 能够鉴别快中子和 $\gamma$ 射线的闪烁计数器

闪烁计数器是探测快中子的主要仪器之一,但是它对于 $\gamma$ 本底也灵敏,而 $\gamma$ 辐射常常伴随着中子一起发生,因此,如何消除 $\gamma$ 本底并提高快中子的探测效率,即“中子、 $\gamma$ 分辨”问题是一个重要的问题。

以前,常用由 $\text{ZnS}(\text{Ag})$ 微晶体和含氫介质(例如石蜡)混合制成的荧光屏来解决这个问题,但当调节这种荧光屏的工作条件使对 $\gamma$ 不灵敏以后(例如对 $\gamma$ 探测效率为 $10^{-5}$ ),它对快中子的探测效率也只有1%左右。近两年来,用下面两种新方法,使得计数器对 $\gamma$ 本底不灵敏,同时把对快中子的探测效率提高到10%左右。

第一种方法的原理是利用在有机闪烁体中,快中子所产生的反冲质子引起的闪烁和 $\gamma$ 射线所产生的电子引起的闪烁的衰落时间不同,来分辨中子和 $\gamma$ 射线。第二种方法的原理是利用反冲质子和电子的射程不同,来分辨中子和 $\gamma$ 射线。

在第一种方法中,又有饱和甄别法和脉冲对消法两种不同的技术。在饱和甄别法中,使光电倍增管最后一个二次发射极和阳极间的电位差极小(仅几伏左右), $\gamma$ 射线闪烁在光电倍增管中产生的电流脉冲会在这个空间范围内瞬时形成强烈的空间电荷区,即产生所谓饱和现象。此时从最后一个二次极上发射出的一部分电子不能被阳极收集而返回,因此在这个二次极上输出的正的电压脉冲较小。但中子所引起的闪烁衰落时间较长,饱和现象不严重,从最后一个二次极上发射出的电子仍能被阳极收集,因此在这个二次极上输出的正脉冲较大。这样,我们就可以利用幅度甄别来分辨开中子和 $\gamma$ 所生的脉冲。另外一种技术,即脉冲对消法,是利用光电倍增管输出电压脉冲幅度与闪烁衰落时间及输出电路时间常数间的一定的关系。从光电倍增管最后一个二次极取出脉冲,使这个极的输出电路时间常数远大于闪烁衰落时间,则这个极输出的电压脉冲幅度和闪烁衰落时间无关。同时又从光电倍增管的阳极输出脉冲,如果输出电路时间常数较小,与闪烁衰落时间差不多大小,则这个脉冲的幅度随闪烁体衰落时间而异。把这两路脉冲成形、拉长、迭加以后得到一个总的输出。调节电路参数,使得 $\gamma$ 射线的迭加脉冲接近于零(也就是对消了);此时由于中子闪烁衰落时间和 $\gamma$ 射线的不同,中子的迭加脉冲不等于零,可以甄别记录下来。利用衰落时间的不同来分辨中子和 $\gamma$ 射线,当对于能量为2兆电子伏的 $\gamma$ 射线探测效率仅 $10^{-5}$ 时,对2兆电子伏的中子探测效率可达10%左右。

利用射程不同的原理来分辨中子和 $\gamma$ 射线时,可用多层式闪烁体。叶夫谢夫(B. Евсеев)等用28层塑料闪烁体迭合成中子探测器,每层厚4毫米,直径80毫米。可测中子的能量范围是5兆电子伏到20兆电子伏。闪烁层的厚度是根据所需分辨的中子和 $\gamma$ 射线能量来决定的,要使得由中子所产生的反冲质子停留在一层闪烁体内,而由 $\gamma$ 射线所产生的电子则可以穿过两层以上的闪烁体。探测器中相邻各层用0.05毫米厚的黑纸隔开以免光耦合。所有偶数的各层与一组光电倍增管相连,所有奇数的各层与另一组光电倍增管相连。讯号送入反符合电路。当两组发生符合时(相当于射程长的电子),没有脉冲输出。当只有一组有讯号时(相当于射程短的质子)就有脉冲输出。这样就甄别了 $\gamma$ 脉冲。

他们试验的结果是,对4.5兆电子伏 $\gamma$ 射线计数率用反符合控制后比用反符合控制前降低了约1000倍,对于2.76兆电子伏 $\gamma$ 射线计数率前后降低了10倍。在用反符合控制后,对5兆电子伏中子的计数率和反符合控制前比较,也有变化,但只降低1.5倍。这个计数器对于能量为5兆电子伏的中子的探测效率约15%,它的死时间决定于反符合电路电子门的宽度,可以作到 $10^{-7}$ 到 $10^{-8}$ 秒。

上面两种原理,都并不局限于中子和 $\gamma$ 射线的分辨而可以推广到其它电离本领不同的粒子或射程不同的粒子的分辨上,这方面的实验技术,值得研究和推广。

## 2. 用分析 $\text{Li}^6$ 核反应产物所生闪烁脉冲幅度的方法测量快中子能谱

用闪烁计数器测量快中子能谱常用飞行时间法,即用快中子在有机闪烁体中产生的反冲质子闪烁脉冲来标志时间,由快中子的飞行时间定出能谱。这是一个很重要的技术,但需要快速的光电倍增管和复杂的毫微秒电子学设备。

最近,墨莱(R. B. Murray)研究成功了一种比较简单的测量快中子能谱的方法。他在液体氮的低温条件下,用碘化铯(铊)闪烁晶体、普通的光电倍增管和简单的电子学仪器装置成了快中子能谱仪,分析 $\text{Li}^6$ 吸收快中子后所生核反应产物引起的闪烁脉冲幅度来定中子能谱。

$\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$  核反应的产物,  $\alpha$  粒子和氚核在晶体中引起荧光。墨莱发现, 在液体氮的低温条件下, 荧光光量和  $\alpha$  粒子与氚核的动能总和成正比, 即光电倍增管的输出脉冲幅度和  $(Q + E_n)$  成线性关系。  $Q$  是核反应放出的能量 (等于 4.78 兆电子伏),  $E_n$  是入射中子的能量。

为了避免  $\gamma$  本底的干扰, 晶体用薄的 (厚度只有 2—10 毫米), 并由浓缩  $\text{Li}^6$  制成。墨莱的谱仪对于能量为 5.3 兆电子伏的中子束, 脉冲幅度分辨率为 10%, 但因它的脉冲是由  $Q + E_n = 4.79 + 5.3 = 10.09$  兆电子伏的总能量造成的, 所以对于 5.3 兆电子伏的中子束的能量分辨率是 18%; 对于 2 兆电子伏的中子的探测效率可达 0.4%。

用  $\text{Li}^6$  核反应方法测量快中子能谱, 是一种新的方法。在分辨率和效率方面还需要改进。

### 3. 闪烁玻璃应用于中能中子探测

在玻璃中加入发光体或激活剂, 可以制成闪烁玻璃。由于玻璃容易制备, 大小、形状和成分可以在相当范围内变动, 颇有发展前途。特别是最近发展起来的含  $\text{Li}^6$  的闪烁玻璃, 在能量为几百千电子伏以下的中能中子探测工作中有很大价值。

就现在所知, 中能中子与各种元素起反应的几率都较小。常用的含硼、锂的慢中子探测器对于中能中子探测效率只有  $10^{-3}$ — $10^{-5}$  数量级。常用的含氙的快中子探测器对于中能中子更不合用, 因为反冲质子的能量太低, 探测器输出讯号太小了。

比较成功的是利用  $\text{B}^{10}$ ,  $\text{Sm}$  的  $(n, \gamma)$  反应或  $\text{B}^{10}$ ,  $\text{Li}^6$  的  $(n, \alpha)$  反应。用闪烁计数器探测反应产生的  $\gamma$  或  $\alpha$ 。利用  $(n, \gamma)$  反应的探测效率也不高, 只有  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  数量级。利用  $(n, \alpha)$  反应的载  $\text{B}^{10}$  的闪烁液体, 探测效率可达百分之几十, 但因液体中含氙, 当中能中子射入后与氙碰撞而慢化, 有一部分中子要经过十分之几微秒后才被硼俘获, 这样就使闪烁计数器的时间分辨率变坏了。此外, 液体闪烁体对  $\gamma$  本底也较灵敏, 故不理想。

1959 年, 伏依托维茨基 (B. K. Войтовецкий) 等发表了含锂闪烁玻璃的研究工作。他们用钷活化, 制成了  $\text{Li}_2\text{O} \cdot 2\text{SiO}_2(\text{Ce})$  玻璃, 用  $\beta$  射线激发时闪烁效率为  $\text{NaI}(\text{Tl})$  的 1.4%, 衰落时间为 0.15 微秒。厚 0.5 厘米, 由浓缩度达 90.5% 的  $\text{Li}^6$  制成的玻璃对 10 电子伏的中子的探测效率达 40%。1961 年, 他们制备了  $\text{Li}_2\text{O} \cdot 3\text{SiO}_2 \cdot 0.08\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 0.1\text{CeO}_2$  的玻璃, 发光效率提高到  $\text{NaI}(\text{Tl})$  的 9%。

1959 年, 布林格 (L. M. Bollinger) 等制成了硼玻璃, 1 吋厚的玻璃可吸收 65% 的 1 千电子伏的中子, 但因  $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$  反应放出的能量较低, 大约只有  $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{T}$  反应放出的能量的一半, 而且他们的硼玻璃在同样能量的重粒子与电子激发下, 前者的发光强度只有后者的 1/10, 而锂玻璃为 1/3 左右。故硼玻璃的中子脉冲与  $\gamma$  本底脉冲不易分辨, 限制了应用的范围。

1961 年, 弗克 (F. W. K. Firk)、斯劳脱 (G. G. Slaughter) 等制成了性能良好的  $\text{Li}^6$  玻璃。这种玻璃对于 1 千电子伏的中子的探测效率达 25%, 而对能量小于 1.3 兆电子伏的  $\gamma$  射线不灵敏。时间分辨率小于 5 毫微秒, 发光效率达  $\text{NaI}(\text{Tl})$  的 15%。是应用于中能中子飞行时间能谱仪的良好元件。

闪烁玻璃是中能中子探测的有力仪器, 对于其它射线的探测也有应用价值, 值得注意。

### 4. 气体闪烁计数器

气体闪烁计数器既有通常闪烁计数器的分辨时间快的优点, 又有气体探测器的对重粒子能量响应线性好和对  $\gamma$  本底灵敏度低的优点, 可用来探测重粒子和中子, 在原子核裂变研究中

特别有用。例如研究钚裂变现象,可以在气体闪烁计数器中涂多量(50毫克)钚。这样多的钚不断进行 $\alpha$ 衰变,如果是在裂变电离室中,就会有許多 $\alpha$ 本底脉冲迭加起来,它们与裂变碎片的脉冲将无法分辨。但是在气体闪烁计数器中,由于它的分辨时间数量级是毫微秒,就避免了 $\alpha$ 本底的堆垒现象。

常采用惰性气体作闪烁气体,最好是氙与氮的混合气体,它的发光效率可达 NaI(Tl)的一半以上。氙、氦等较易获得的气体与氮的混合气体也可以应用。气体的气压一般可随所测粒子射程的需要而在十分之几大气压到几十个大气压之间调节。

气体的荧光光谱绝大部分在紫外区域,最好用对紫外线灵敏的光电倍增管。更常用的是在容器内壁蒸上了一薄层(厚度约几十微克/厘米<sup>2</sup>)的发光体(例如 DPS 等)作为光谱转移剂。气体分子发出的紫外线被光谱转移剂吸收,发出对一般光电倍增管合适的蓝光。在气体中混入少量氮气也可以起光谱转移剂的作用。

在低温条件下,惰性气体液化或固化后,发光效率更高。例如固体氙发光效率为 NaI(Tl)在室温时的 2 倍,而衰落时间数量级仍为毫微秒。这是一种具有高发光效率、高探测效率和快分辨时间的闪烁体。

#### 四、契连科夫计数器

带电粒子在介质中运动,速度如超过光在该介质中的相速度时,就产生契连科夫辐射。

契连科夫辐射的特点是:(1)存在着契连科夫阈。在一定介质中,入射带电粒子能够产生契连科夫辐射的阈速是  $v_{\text{阈}} = \frac{c}{n}$ , 即  $\beta_{\text{阈}} = \frac{1}{n}$ 。(v 是粒子速度, c 是真空中光速,  $\beta \equiv \frac{v}{c}$ , n 是介质的折射率)。仅当  $\beta \geq \frac{1}{n}$  时才产生契连科夫辐射。利用这个效应,可以甄别掉慢的带电粒子本底。(2) $\beta$  一定的粒子,契连科夫辐射角一定。  $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$ 。式中  $\theta$  是契连科夫辐射和入射带电粒子运动方向间的夹角。可以利用这种方向性来分辨粒子,或者选择一定速度的粒子。(3)契连科夫辐射过程极短,数量级约为  $10^{-10}$  秒,可以利用这个性质进行快速计数。

由契连科夫辐射体、光电倍增管和相应的电子学线路组成契连科夫计数器。所用的辐射体可以是透明的固体(例如有机玻璃、铅玻璃等)或液体(例如水),也可以是气体(例如空气等)。本节着重介绍气体契连科夫计数器。

高能粒子的  $\beta \approx 1$ , 为了利用阈效应来选择高能粒子,所用介质的 n 必须小。一般所用固体或液体介质,很难找到 n 小于 1.3 的。气体的 n 小,因而气体计数器阈速可以高,而且能方便地调节阈速:用改变气压的方法可以改变 n。正是因为这样,在高能物理实验中,最近多研究使用气体契连科夫计数器来分辨粒子。在这种计数器中,快速粒子  $\beta n \approx 1$ , 契连科夫角  $\theta$  很小,即辐射主要是近轴的。

设计契连科夫计数器时要注意气体的选择和光学系统的安排。所选气体视需要的阈速而定。气体选择还受到临界压力和临界温度的限制。此外还要求:(1)气体本身的闪烁效应要极小;(2)化学性要不活泼;(3)光学透明度要好。最常用的气体有空气, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, Ar, He 等。FC75 (C<sub>8</sub>F<sub>16</sub>O) 是一种合用的气体,用改变气压的方法容易使 n 从 1 改变到 1.28。气体计数器要附有调节气压的装置,在管内适当处加放平板电容器,改变气压时可以直接测量出电容值而推得相应的介电常数,由此得出折射率。由于契连科夫辐射的光量少( $\beta = 1$  的粒子经 1 厘米的有机玻璃,仅产生 250 个波长在 3500—5500 Å 间的光子;经 1 厘米的一大气压的空气,仅产生约 0.3 个光子),必须设计考究的光学系统,以尽可能多地收集光,并且选用光阴极灵敏度

高、噪音小的光电倍增管。容器设计要考虑到所承受的气压，容器的长度决定于对光量的要求，直径决定于契连科夫角的要求。

用阈式计数器来选择粒子速度，一个困难是 $\delta$ 电子的产生——入射粒子在管壁上或气体中撞出电子，其 $\beta$ 值可以大于入射粒子的 $\beta$ 值。这样，即使在阈值以下，计数器也能计数。这个问题，可以用双管符合的方法（这时要防止 $\delta$ 电子穿过两个管子）来解决。

另外也可以测量一定角度范围内的契连科夫辐射来选择粒子。这种“微分式”计数器只选记 $\beta \pm \Delta\beta$ 范围内的粒子（例如对于质量相同但总能量不同的粒子）。分辨率 $\frac{d\theta}{d\beta} = \frac{1}{\beta \tan \theta}$ 。由此可见当仪器的角度分辨率确定后，工作点靠近阈值时，分辨率最好。此外也可用来选择动量相同但质量不同的粒子，因为它们的速度是不同的（例如对于同一个粒子束中， $K^+$ 介子、 $\pi^+$ 介子及质子的分辨）。这里， $\delta$ 电子的问题不如阈式时严重，因为撞出的 $\delta$ 电子方向已变，它们产生的契连科夫辐射不致于都进入选定的角度以内。入射粒子在管内的散射问题以及入射粒子的准直问题，则影响到角度的准确性，而变成了重要的问题。

苏联别里亚叶夫（А. Беляев）等试验的气体契连科夫计数器，可以认为是最简单的一种形式。它是用来选择动量为 $30 \frac{\text{亿电子伏}}{c}$ （ $c$ 是光速）而质量不同的粒子。计数管是长1米半、直径10厘米的钢筒，内有蒸发了铝膜的套筒。管的一端是粒子入射窗口，另一端有精密加工的抛物面反射镜，此反射镜把光反射到旁边的ФЭУ33型光电倍增管上（用石英窗使光电倍增管和高气压筒隔开）。充入空气，压力可以在1个到10个大气压间变动。在计数管前后，还有与之相符合的闪烁计数器望远镜（监视器），当改变管内的气压小于4个大气压时，符合计数和监视计数的比值很小。当气压大于4个大气压时，比值就迅速增高，这相当于到达了对 $\pi$ 介子的计数阈。

契连科夫计数器，特别是气体契连科夫计数器，是高能原子核物理实验的一种重要仪器，值得我们研究、发展和应用。除了高能物理领域以外，在快速 $\beta$ 射线探测中，固体或液体的契连科夫计数器也有应用的价值。

## 五、光电倍增管和电子倍增管

### 1. 光电倍增管

光电倍增管是闪烁计数器和契连科夫计数器的重要元件。近年来，光电倍增管在提高灵敏度、降低噪音、加快分辨时间、增大阴极面积、提高倍增系数、降低放射性本底等方面有很多进展。本节着重介绍快速光电倍增管。

在用飞行时间方法测量快中子能谱，用快速符合闪烁计数器和契连科夫计数器等实验工作中，都要求有数量级为毫微秒的时间分辨率。

在闪烁计数器中，良好的有机闪烁体所引进的时间不确定性其数量级是 $10^{-10}$ 秒。在契连科夫计数器中，辐射体所引进的时间不确定性更小。而目前工业生产的良好光电倍增管所引进的时间不确定性其数量级则为 $10^{-9}$ 秒，成了决定整架仪器的时间分辨率的关键。因此，快速光电倍增管的研究很受到注意。在实验室中，对快速强流光电倍增管、大面积快速光电倍增管和分辨时间数量级为微微秒的超快速光电倍增管都进行了研究。

快速强流光电倍增管的特点是输出脉冲很大（达几安培），不必用放大器放大就可记录。这避免了由分布式放大器所引入的上升时间因素。强流的主要障碍在于空间电荷。在最后几

个二次发射极間加上加速柵极,可以改善这个問題。更好的方法是采用同軸結構的倍增系統。格拉斯(N. W. Glass)等在光电倍增管中環繞着一个共同的收集极装了八个倍增系統,可以得到10安培的脉冲电流輸出。

阴极面积較大的光电倍增管的時間分辨率比較差,这是因为从光阴极不同部位发射的光电子到达第一个二次发射极的飞越時間不同,它們先后到达,所以引进了時間不确定性。在利用精細的聚焦系統和采用圓球面的阴极后,時間分辨率可以大大改善。目前已做到,阴极直径为12.7厘米的光电倍增管飞越時間展寬仅1毫微秒。

至于更快的光电倍增管,已經出現了两种形式。一种是透射式,另一种是电子束偏轉式。透射式光电倍增管是用厚度为500埃的氯化鉀薄膜作为二次发射极,七个极平行排列,次級电子从前一极的薄膜中穿透出来射入下一极,依次倍增。由于极間距离近、极間电压高(3千伏),电子軌迹长度均匀,所以飞越時間展寬仅有 $10^{-11}$ 秒的数量級。缺点是所需电压太高(七个联极的管子需23千伏),二次发射极材料也容易损坏。电子束偏轉式光电倍增管是普通的毫微秒光电倍增管改装的,其电子束在从最后第三个二次发射极到最后第二个二次发射极之間先在一电場中偏轉,中途經過一片与电子束垂直的多孔板,仅有恰好与小孔相遇的一小部分电子束能穿过多孔板而到达下一个二次发射极,这样就大大减小了輸出电子束的時展寬(也可以做到 $10^{-11}$ 秒数量級)。在这些方面,目前都还在試驗阶段,相信不久后将能实际应用。

具有灵敏度高、噪音低等优点的多硷阴极光电倍增管也是值得注意的。

灵敏度高和噪音低是各种閃爍計数器和契連科夫計数器对光电倍增管性能的普遍要求,特别是用閃爍計数器探测能量較低的射綫或契連科夫輻射較弱时更是如此。近几年来发展起来的多硷阴极光电倍增管有很大的价值。在鍍层上蒸发极微量的鉀和鈉,得到Sb-K-Na阴极,它和一般Sb-Cs阴极的灵敏度相似,但热噪音低。再在上面蒸发铯,可得Sb-K-Na-Cs阴极。它有下列显著优点:(1)灵敏度高,对一般閃爍体所发射的蓝光灵敏度比Sb-Cs高一倍;(2)热噪音比Sb-Cs小;(3)光譜灵敏区很寬,几乎遍及整个可見光区。因此,一些不是发蓝光的发光体也可以用作閃爍体了;(4)在液体氮的低温条件下仍灵敏。(普通Sb-Cs阴极在如此低的温度下已不能应用了。)

## 2. 电子倍增管

閃爍計数器对于探测能量很低的射綫是不利的,例如能量为几百千电子伏的质子或几千电子伏的电子即难以探测。这首先是因为光电倍增管光阴极热电子噪音相当大(鍍-铯阴极热电子发射率为 $10^4-10^5$ 次/厘米<sup>2</sup>·秒),其次是粒子能量經過两次轉換(带电粒子动能→光能→光电子动能),能量利用率較低。

如果光电倍增管的阴极和二次发射极都采用热电子发射率低而又能在带电粒子作用下发射次級电子的材料(如銅-鍍、銀-鎂等)来制成,那么就可以不必經過閃爍体而直接探测低能粒子了,例如探测几千电子伏的质子。用銅-鍍等材料作阴极,当一个重的带电粒子或低能电子打在上面时,可以产生几个次級电子,而热电子发射率仅为1次/厘米<sup>2</sup>·分钟。

在阴极前复盖含氫物或硼膜、鈾盐等輻射体以后,也可以探测中子,但探测效率較低,数量級为 $10^{-3}$ 。

苏联阿基辛(A. И. Акишин)等制成的双道电子倍增管有良好的粒子分辨性能,能在存在強 $\gamma$ 本底的条件下探测带电粒子,也能分辨动能不同的带电粒子。所謂“双道”就是在同一个阴极的兩側安装两套电子倍增系統。

阿基克用厚度約0.145毫克/厘米<sup>2</sup>的鋁箔作阴极。当入射带电粒子是能量小于65千电子



伏的质子时,只有一个道中有次级电子流。但是当质子能量大于 65 千电子伏时,质子射入铝箔较深处,在铝箔的两面都有次级电子射出,故在两道中都有次级电子流。如果将两道分别输出的脉冲送到反符合电路,就只能记下 65 千电子伏以下的低能质子;如果送到符合电路,则能记下 65 千电子伏以上的质子。

与符合电路相连的双道电子倍增管对  $\gamma$  射线的灵敏度极低,比用单道时低两个数量级,例如对  $\text{Co}^{60}$   $\gamma$  射线探测效率仅  $10^{-3}$ 。 $\gamma$  射线所生次级电子能量较高,再撞出次级电子的几率很小(能量为几百个千电子伏的电子撞出次级电子的几率只有百分之几),要同时飞出两个电子而又分别进入两道的几率极小。因此,双道电子倍增管可以在有强  $\gamma$  本底的条件下应用。

电子倍增管是探测多电荷离子和低能带电粒子的重要工具,值得注意发展。

## 六、粒子径迹探测器

在高能原子核物理研究工作中,粒子径迹探测器有特别重要的地位。经典的径迹探测器,例如云雾室和原子核乳胶,近年来继续发展着。较新型的气泡室获得了迅速的发展。最近,发光室和气体放电室也都接近于可以实用的阶段了。对于粒子径迹探测器来说,自动测量分析径迹的原子核电子学有关技术有重大意义,这方面已取得了迅速的进展。

本节只简单介绍发光室和气体放电室。

### 1. 发 光 室

带电粒子经过闪烁体时引起的发光,主要是沿着粒子径迹分布的。把从径迹上发出的光聚焦到象增强器的光阴极上成象,沿着象发射出光电子。这束光电子经过几级光电转换和倍增,最后在荧光屏上形成一个足够亮的光象,便可用照相机拍下。

1952 年苏联扎伏依斯基 (E. K. Завойский) 等首先在发光室中拍出了重粒子径迹的照片。到 1958 年,已拍出了最小电离粒子的径迹照片。

发光室的结构大致分成两种类型。一种是均匀型,另一种是丝型。均匀型发光室是用大块单晶体作成的发光室(例如  $\text{NaI(Tl)}$ 、 $\text{CsI(Tl)}$ )。晶体内部粒子径迹上的荧光由外面的光学透镜系统收集,成象于象增强器的光阴极上。通常在两个互相垂直的方向上分别用象增强器来获得径迹的立体知识。丝型发光室是由大量直径为 0.5—1 毫米的丝状塑料闪烁体聚集而成。粒子穿过的丝会发出荧光,这些光由于丝内壁的全反射,导出到丝的一端,该端直接连着象增强器的光阴极。这里要注意,光在丝中会有一部分被吸收,还有一部分会在反射过程中损失,因此要求丝是透明而均匀的,表面是光洁的,还要避免各丝之间发生光耦合。为了得到立体的径迹象,可以将丝一排横、一排竖地垂直交替安放,在两个垂直方向上分别用象增强器。

象增强器通常采用这样的结构:从光阴极上的径迹象上射出的电子在电场中受到加速,成象于荧光屏上。荧光屏的背面又是一层光阴极。因此荧光屏所放出的光又转换成光电子,又在下一级电场中加速,如此逐级倍增,总的倍增系数可达  $10^5$  以上。象增强器的重要性能是它的空间分辨率,良好的可达 0.1 毫米。通常还用电子门控制象增强器(控制脉冲由监视器供给,幅度约几千伏,宽度约 0.1 微秒)。这可以使发光室的时间分辨率好,同时也可防止象增强器本底引起照相底片上的积累雾点。

发光室的主要性能可以归纳如下:(1)时间分辨率决定于闪烁体发光的衰落时间。用无机闪烁体的发光室,其时间分辨率约 1 微秒左右,用有机闪烁体的则可达  $10^{-8}$  秒;(2)死时间决定于照相底片移动的速度,约 0.03 秒左右;(3)均匀型发光室的空间分辨率和发光晶体的大小有关,对于厚度为 10—20 厘米的晶体,分辨率约 1 毫米。丝型发光室的空间分辨率决定于丝的

直径,即0.5—1毫米。

发光室目前在技术上还存在一些困难(例如象增强器),还不能对径迹的参数作精确的测量。但是可以肯定,不久就会解决这些问题。高能物理实验工作者应该特别注意这个新的探测技术。

## 2. 气体放电室

1955年康佛西(M. Conversi)等用大量的充氖细玻璃管(内径约7毫米,充氖压力为35厘米汞柱)放在多层平板金属电极中间做成气体放电室。当带电粒子穿过后,即在平板电极上加脉冲高压(相应的场强约8千伏/厘米)。结果带电粒子所穿过的一系列氖管中会发生辉光,而其它各管中则否。这种仪器在宇宙射线研究中很有用处,也可用于高能加速器实验中。它的特点是结构简便,探测层面积很大,整个系统的体积可做到一立方米。但是玻璃管的一定粗细和各管间的“死空间”限制了仪器的空间分辨本领。在这个基础上,1958年富古衣(S. Fukui)等改用了小玻璃匣结构的放电室,这一种放电室是本节中要着重介绍的。

富古衣试验所用的小玻璃匣用厚度为2毫米的普通玻璃片胶成,大小是 $8.5 \times 13 \times 1$ 厘米<sup>3</sup>,要保证不漏气(而且先烘烤除气,然后充气),匣内充1个大气压的氖(加0.5%的氩)。把几层小匣迭起,在匣间用载有导电膜的玻璃板(或金属片)当作电极,便组成了气体放电室。试验时把盖革计数管望远镜放在放电室两侧监视宇宙线粒子的穿过。当粒子穿过时,即在放电室电极上加控制脉冲高压。如果脉冲高压的幅度和宽度选择得合适(他们所用脉冲是指数式衰减的,时间常数约 $10^{-7}$ 秒),则沿着粒子的径迹上会发生细而亮的火花,可以照相记录。和康佛西所用的玻璃管中的放电不同,他们测得这种放电是局限在粒子径迹上的“局部放电”,并不扩展到整个小玻璃匣中,因而仪器的空间分辨率大大改善。

这种仪器的主要性能如下:(1)仪器的空间分辨率决定于放电径迹的粗细,约为2毫米;(2)当延迟时间(控制脉冲对于粒子穿过时间的相对延迟)约1微秒时,把脉冲高压幅度从8千伏/厘米改变到12千伏/厘米,放电室的探测效率都能接近于100%;(3)仪器的分辨时间约10微秒。当延迟时间大于10微秒时,小玻璃匣内由入射带电粒子产生的次级电子已经扩散消失而不再能引起放电了;(4)仪器的恢复时间约0.1秒;(5)放电发光强度大,可以直接拍出径迹的照片。当然,由于发光时间极短,必须选用灵敏度高的胶片并且选择良好的曝光条件来进行拍照。

最近进行的试验得到了相似的结果。试验是在装有玻璃钟罩的真空系统上进行的,其主要目的是研究在放电室内获得局部放电的参数条件。结果是:(1)充气用Ne + A, A含量在0.2%到0.6%之间改变,当A含量在0.25到0.3%时结果最好;(2)加入微量空气后放电电压便提高。当空气含量达0.7%以上时便不再能发生局部放电了;(3)充气总压力在300到700毫米汞柱间改变,当总压力在500到700毫米汞柱时结果最好;(4)脉冲高压的时间常数减小到 $5 \times 10^{-9}$ 秒以下时,放电电压就提高。如果脉冲的时间常数大于1微秒,则放电成片(有很多乱真放电);(5)当粒子不是垂直于电极入射,而是斜入射时,局部放电仍可以是沿着径迹发生的。

气体放电室是一种结构简单的新型探测器,研究和应用都不需要特别的设备,这个技术是值得发展的。放电机构也值得进一步研究。

## 结 束 语

在结束这篇文章之前,我们想讨论两个问题:一是往什么方向发展探测器?二是通过什么

### 途径发展探测器?

发展探测器,主要是提高探测器的性能。原子能事业的不断发展,对原子核辐射探测器的性能不断地提出新的要求,探测器的发展方向就是要适应这些实际需要。

对探测器性能的基本要求,可以概括成“真、稳”两个字,即测量数据要真实,工作要稳定可靠。更进一步的要求,可以概括成“高、辨、广、省”四个字。“高”就是探测效率要高。“辨”就是要有良好的分辨本领:包括能量分辨率、时间分辨率、粒子分辨率、空间分辨率、电荷、质量分辨率等。“广”,一是要有宽广的量程,例如要求可测量能量极低或极高的射线,强度极低或极高的射线等;二是要有广泛的应用范围,要能适应各种不同的物理和化学条件,例如低温或高温、真空或高压、强电场或强磁场、腐蚀性或震动性等。“省”就是要经济实用,使用简便,尽量少用复杂的附加设备。

通过什么途径来改进现有探测器的性能或创造新型的探测器呢?我们认为,应该注意下面一些工作:

1. 深入地研究现在已有的各种探测器的机构和性能,掌握它们在不同的工作条件下的作用规律和特点,充分利用这些特点。

例如本文所介绍的有机闪烁体在不同射线照射下荧光衰落性能的细致研究,使得闪烁计数器的中子、 $\gamma$ 分辨本领大大提高了一步;在低温条件下闪烁体的性能研究使得碘化铯(铊)晶体可以用来测量快中子能谱等等。今后对于各种探测器在各种条件下的性能研究一定还会带来重大发展。

2. 根据应用的需要,设计试制新型探测器,特别可以注意把不同探测器的特点结合起来。

例如本文所介绍的光敏计数管、气体闪烁计数器、发光室等都是把几种探测器的特点结合起来的明显例子。

3. 充分地利用有关学科的最新成就。

探测器的基本根据是原子核辐射与物质的相互作用。原子核物理学的新成就,特别是辐射与物质相互作用的新效应的发现(例如本文介绍的契连科夫效应),对于创造新的探测器有根本性意义。

探测器与原子核电子学是密切相关的。原子核电子学实质上就是提供探测器以合适的工作条件和处理记录探测器输出信号的无线电电子学,因此,探测器与原子核电子学的发展是相辅相成,密不可分的。

尖端学科都建立在基本学科的基础之上。探测器是用宏观的仪器来反映微观的原子核辐射的特性。无论它的作用原理、原材料的选择、制备方法和应用技术都要应用各门物理学、化学的成就。例如没有发光学、结晶学、阴极电子学、电子光学的发展就不会有闪烁计数器的迅速发展;没有半导体物理学的发展也就不会有今天的半导体探测器。今后一些新的材料的出现,一些新的现象和原理的发现(例如有机半导体等),将会给探测器的发展提供新的可能性。

## 参 考 文 献

### 半导体探测器

- [1] K. G. McKay, *Phys. Rev.*, **84** (1951), 829.
- [2] S. S. Friedland 等, *Nucleonics*, **18**, No. 2 (1960), 54; **18**, No. 5 (1960), 98. 譯文參見原子能快报, 1960年, 第14期.
- [3] M. Surdin, *Nucleonics*, **17**, No. 8 (1959), 80.
- [4] R. V. Rabcock, *Nucleonics*, **17**, No. 4 (1959), 116.
- [5] В. М. Головин 等, *Отчёт ОИЯИ Р* 510 (1960).

- [6] IRE, Transaction on Nuclear Science, NS-8, No. 1 (1961); International Conference on Nuclear electronics, Belgrade, May, 1961.

**光敏计数器**

- [1] Л. С. Сорокин: ПТЭ, No. 3, 57 (1959).

**火花计数器**

- [1] М. В. Бабыкин 等, 原子能, 2卷, 1期 (1957), 35.  
 [2] Л. И. Артемьев 等, ПТЭ, No. 1 (1960), 43.  
 [3] N. Nachman, Second 2nd Inter. Conf. Peaceful uses of atomic energy Geneva, 1958, 14, 335. 譯文見第二屆和平利用原子能國際會議文獻, “原子核物理學及儀器設備”, 3.  
 [4] M. J. Swetnick, *Nucleonics*, 15, No. 6 (1957), 93.  
 [5] N. K. Saha, *Nucleonics*, 15, No. 6 (1957), 94.

**閃爍计数器**

- [1] F. D. Brooks, *Nucleonics Instr. & Methods*, 4 (1959), 151. 譯文參見原子能快報, 1959年, 21期。  
 [2] R. V. Owen, *Nucleonics*, 17, No. 9 (1959), 92. 譯文參見原子能快報, 1959年, 21期。  
 [3] Ю. В. Дукаревич 等, ПТЭ, 3 (1960), 48.  
 [4] M. Forte, 2nd Inter. Conf. Peaceful uses of atomic energy, Geneva, 1958, 14, 300.  
 [5] В. С. Евсеев, Отчёт ОИЯИ, P. 470 (1960).  
 [6] R. V. Murray, *Nuclear. Instr. Methods*, 2 (1958), 237.  
 [7] В. К. Войтовечкий 等, Атомная Энергия, 10, 5 (1961); 10, 3 (1959), 321; 6, 4 (1959), 472.  
 [8] L. M. Bollinger 等, International Conference on Nuclear Electronics, Belgrade, May, 1961.  
 [9] L. M. Gollinger, RSI (1959), 1135.  
 [10] С. А. Балдин, Атомная Энергия, 3, 2 (1958), 143.  
 [11] J. A. Northrop, IRE Transaction on Nuclear Science, NS-3 (1956); NS-5 (1958), 8.

**氣體契連科夫计数器**

- [1] А. Беляев 等, Отчёт ОИЯИ, P. 476 (1960).  
 [2] J. A. Atkinson 等, RSI, 30 (1959), 864.

**光电倍增管**

- [1] N. W. Glass 等, IRE Transaction on Nuclear Science, NS-5, No. 3 (1958), 124.  
 [2] E. J. Sternglass 等, IRE Transaction on Nuclear Science, NS-3 (1956), 129.  
 [3] C. A. Morton 等, IRE Transaction on Nuclear Science, NS-5, No. 3 (1958), 98.  
 [4] A. M. Sommer, IRE Transaction on Nuclear Science, NS-3 (1956), 8.  
 [5] А. А. Мостовский 等, Изв. АНССР, сер. физ., 22, 5 (1958), 561.

**电子倍增管**

- [1] А. И. Акишин, ПТЭ, 5, 36 (1957), 38.

**气泡室**

- [1] H. Slatis, *Nuclear Instr. Methods*, 6 (1959), 1.  
 [2] Proc. Inter. Conf. on High-Energy Accelerators and Instrum, CERN, 1959.

**发光室**

- [1] Е. К. Завойский 等, ДАН СССР, 100 (1955), 241.  
 [2] Е. К. Завойский 等, Атомная Энергия, 4 (1957), 340.  
 [3] В. А. Демидов 等, Ж. Э. Т. Ф., 39 (1960), 64.  
 [4] M. L. Perl 等, *Nucleonics*, Vol. 18, No. 5 (1960), 92.  
 [5] IRE Transaction on Nuclear Science, NS-7, No. 2-3 (1960).

**气体放电室**

- [1] G. Barsanti, M. Conversi, Proceedings of CERN Symposium II (1956), 56.  
 [2] S. Fukui 等, *Nuovo Cimento*, 11 (1959), 13.

(編輯部收稿日期 1961年8月)