

监视反应堆材料随着辐照剂量而变脆的过程。目前辐照脆变的研究是在热室中用大量的样品作破坏性实验进行的。若用中子小角散射效应和脆变之间作出标准曲线,就可以用非破坏的方法来跟踪这个过程,并发现脆变的原因。

在反应堆监视的计划中,人们对辐照到一定程度以后的材料性质是特别感兴趣的,由辐照产生的缺陷可用中子小角散射进行测量。

综上所述,中子散射的实际应用在于它对材料的非破坏性检查,同时它是在不同范围内

揭露材料微观结构的秘密的手段之一。

参 考 文 献

- [1] H. Reunonen, *Atomic Energy Review*, 15-4(1977), 755.
- [2] H. M. Rietveld, *J. Appl. Cryst.*, 2(1969), 65.
- [3] A. W. Hewat, *J. Phys. C*, 6-16(1973), 2559.
- [4] A. W. Hewat, *Nature*, 246-5428 (1973), 90.
- [5] Dr. Colin Windsor and Dr. Chris Wriht *New Scientist*, 88-1231(1980), 715.
- [6] 阮景辉等, *高能物理与核物理*, 2-5 (1978), 441.
- [7] 陈桂英等, *物理学报*, 29-2 (1980), 257.
- [8] 阮景辉等, *原子能科学技术*, 4(1978), 448.

七十年代初切伦科夫技术的发展

朱 永 生

(中国科学院高能物理研究所)

一、引 言

1934年发现切伦科夫辐射^[1]以来,人们对它的性质从理论和实验上作了详尽研究^[2,3]。切伦科夫探测器成为高能物理实验中鉴别粒子最常用的工具。文献[4]综述了1973年前这类探测器在高能物理中的应用,本文介绍这一技术在七十年代的发展概况。

切伦科夫辐射的基本关系是

$$\cos\theta(\lambda) = 1/[\beta n(\lambda)]. \quad (1)$$

粒子运动的方向和速度 $\beta = V/c$ 可由介质折射率 $n(\lambda)$ 和辐射角 $\theta(\lambda)$ 唯一地确定。在折射率 n 的介质中,只有高于阈速度 $\beta_{th} = 1/n$ 的带电粒子才产生辐射,利用这一特点区分阈速度以上和以下的粒子的探测器称阈式探测器。由[1]式容易求得

$$\begin{aligned} d\beta/\beta &= [\text{tg}^2\theta(d\theta)^2 + (dn/n)^2]^{1/2} \\ &\cong \text{tg}\theta d\theta. \end{aligned} \quad (2)$$

忽略介质色散(即 $dn/n = 0$)时近似等号成立。 $d\beta/\beta$ 称为切伦科夫辐射的速度分辨,该值越小,粒子速度的测定精度越高。测量 $(\theta -$

$\frac{d\theta}{2}, \theta + \frac{d\theta}{2})$ 角度范围内的辐射所对应的粒子速度落在 $(\beta - \frac{d\beta}{2}, \beta + \frac{d\beta}{2})$ 之内,基于这种原理的探测器叫微分式或 DISC 探测器。

动量为 p 质量分别为 m_0, m_1 的两种粒子,速度差为 $(\Delta\beta/\beta)_{m_0m_1} = (m_1^2 - m_0^2)/2p^2$ 。若探测器速度分辨 $d\beta/\beta \leq \frac{1}{2}(\Delta\beta/\beta)_{m_0m_1}$, 就能将这两种粒子鉴别开。各类气体常压下 $n \geq 1$, 由(1),(2)式可知气体作辐射介质能达到好的速度分辨,故适合于测量高能粒子。目前气体 DISC 探测器 $d\beta/\beta \cong 10^{-7}$, 可鉴别几百 GeV 的高能 π 和 K。气体折射率可通过改变气压来调节,这对利用阈速度效应鉴别粒子极为方便。气体阈式、微分式和 DISC 探测器是鉴别高能带电粒子的基本设备,这三类探测器的技术七十年代初已相当成熟。

切伦科夫辐射从近红外延展到远紫外,单位波长间隔内的光子数反比于 λ^2 , 即波长越短,光子数越多。

单个带电粒子穿过切伦科夫探测器时,记录到的光子数是个随机量,其平均值

$$N = N_0 L Z^2 \sin^2 \theta, \quad (3)$$

其中

$$N_0(\text{cm}^{-1}) = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon(\lambda) d\lambda / \lambda^2 \\ \cong 370 \int_{E_1}^{E_2} \varepsilon(E) dE, \quad (4)$$

Z 是粒子电荷, L 为辐射体长度, E_1, E_2 (eV) 是探测器能记录的光子能量上下限, $\varepsilon(E)$ 为探测效率, N_0 是表征探测器测量切伦科夫辐射有效性的特征量. 探测器对单个带电粒子的平均探测效率为

$$\eta = 1 - e^{-N}. \quad (5)$$

当用光电倍增管记录光子, (3), (5) 两式中的 N 应用第一打拿极记到的光电子数 N_e 代替.

二、硅微粒辐射体

透明固、液体的 n 值在 1.25 到 2 之间, 对应的阈能为 $\gamma_{\text{th}} = (1 - \beta_{\text{th}}^2)^{-1/2} = 1.15 - 1.67$. 常压下各类气体 $n < 1.01$. 1.25—1.01 的折射率空隙的存在使 1—10 GeV/c 的 π, K, p 等粒子的鉴别相当困难. 1972 年 Linney, Peters^[5] 将烟雾状二氧化硅粉末在压力下制成固态的压缩粉末辐射体, 它是直径 7—120 nm 之间的二氧化硅微粒与空气的混成物. 1974 年 Cantin^[6] 用直径约 30 Å 的二氧化硅微粒制成硅气凝胶, 这种多孔的固态介质比粉末辐射体透射率更高.

由 (3) 式可知, 切伦科夫辐射光强

$$I \propto L \sin^2 \theta = L \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) \\ = L (1 - \beta_{\text{th}}^2 / \beta^2), \quad (6)$$

故光电倍增管输出脉冲幅度—— $1/\beta^2$ 的标绘应是直线, 并在 $\beta = \beta_{\text{th}}$ 处显示出阈行为. 不同能量的单能带电粒子束穿过硅微粒辐射体, 确实表现出这种切伦科夫辐射特有的现象, 而且由阈速度值求得的折射率值与光学方法测定值极其吻合. 这类辐射体的 n 值与其密度 (ρ) 有简单的关系: $n - 1 = A\rho(\text{g/cm}^3)$. 它们的一些性质参数列于表 1.

通过控制制作条件可制备出所需要的折射率值, 容易做成需要的形状拼接成大面积辐射

表 1 硅微粒辐射的性质

种类	A	n	单粒子探测效率
粉末辐射体	0.21 ± 0.02	1.1—1.3	~80%
硅气凝胶	0.25 ± 0.02	1.01—1.10	~100%

体, 光的收集很容易, 使用简便, 折射率填补了 1.01—1.25 的空隙, 硅气凝胶的探测效率接近 100%, 这些表明硅微粒辐射体的出现是七十年代切伦科夫技术的一大进展.

三、提高光电倍增管对切伦科夫辐射的记录效率

气体切伦科夫探测器中辐射角 θ 很小, 为了获得高探测效率而又避免探测器过长 (大 L 值), 由 (3) 式可见必须提高系统的 N_0 值. N_0 涉及辐射从产生到记录的一切过程, 主要因素是气体透射率, 反射镜反射率和光电倍增管的光子记录效率. 采用高透射率的 N_2 和惰性气体作辐射介质, 镀 MgF_2 膜的铝反射镜 (紫外区和可见光区反射率分别高达 80% 和 90% 以上) 以后, 提高光电倍增管对辐射的记录效率便是唯一可改善的因素.

1. 升高 V_{dyn} 改善光电子收集

倍增管的光阴极吸收入射光子后发射光电子是各向同性的, 只有一部分光电子 (数目 N_e) 被收集到第一打拿极, 收集效率取决于光电子的能量^[7]. 较高的光阴极-第一打拿极极间电压 V_{dyn} 能把较多的高能光电子聚向第一打拿极, 从而提高了光电子收集效率. 用 $\phi 11 \text{ cm}$ 的 RCA8854 记录切伦科夫辐射, V_{dyn} 由工厂推荐的 0.67 kV 上升到 0.9 kV 时, N_e 增加 ~20%^[7]. 该光电倍增管在 $V_{\text{dyn}} = 1.4 \text{ kV}$ 条件下工作数月, 寿命没发现明显影响, 但高于 1.5 kV 时, 噪声迅速增大, 不宜采用.

2. 波长位移物质提高光阴极量子效率

切伦科夫辐射的紫外光子数 (105—300 nm) 为可见光子 (300—600 nm) 的 3.7 倍, 但普通光电倍增管仅对可见光灵敏. 若在倍增管窗上镀

一薄层适当的波长位移物质，它吸收辐射中的紫外光子形成分子激发态，退激时发射波长较长的光子，窗对长波光光子有高透射率，光阴极有量子效率，辐射的可见光部分能透过波长位移物质薄层直接被记录，因而提高了辐射的记录效率。波长位移物质用于切伦科夫辐射的探测是 Garwin 1973 年提出并实现的^[8]，此后便成为一项常用的方法。

目前最常用的波长位移物质是 PT (对三联苯)，用真空蒸发法镀到倍增管窗上，为防止它蒸发应立即再真空蒸发一层 200 \AA 的 MgF_2 保护膜。测量表明^[7]，PT 厚度在 1000 nm 左右能达到最大的 N_0 值，系统的 N_0 值由 $50-80 \text{ cm}^{-1}$ 增加到 $100-170 \text{ cm}^{-1}$ 。

近年来发展了形成波长位移物质薄层的更简单的方法——溶液浸泡法^[9,10]。Eigen^[9] 将一克 PT 两克 paraloid 溶解于适量二氯甲烷溶剂中，光电倍增管玻璃窗在其中浸泡数分钟后取出并蒸发掉有机溶剂，则形成 PT 和 paraloid 的薄层。测量表明，与真空蒸发相比，这种薄层对 $200-300 \text{ nm}$ 的辐射有更高的量子转换效率。Viehmann^[10] 则将三种波长位移物质 PT, PPO (二苯基噁唑)，Bis-MSB (双甲基苯乙烯基苯) 和适量的甲基丙烯酸树脂溶解于甲苯中，制得厚度 $\leq 5 \mu\text{m}$ 的“蓝复合涂层”。它的吸收和发射谱参见图 1。它能将宽广波区内的紫外光子

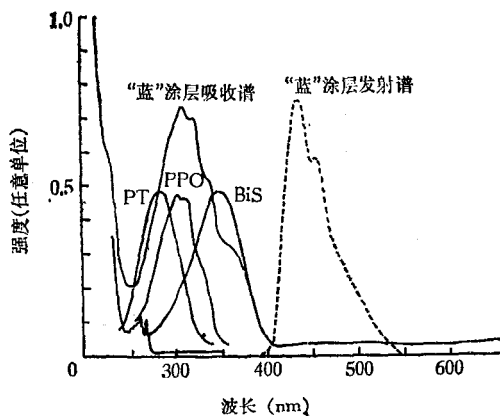


图 1 厚度 $\leq 5 \mu\text{m}$ 的“蓝”复合涂层的光子吸收和发射谱 (图中给出了 PT, Bis-MSB, PPO 的吸收曲线^[13])

以 $\sim 100\%$ 的效率转化为光电倍增管灵敏的蓝

光，例如 $254, 312, 365 \text{ nm}$ 的紫外光子转换效率分别为 $0.93, 0.92$ 和 0.95 ，预期蓝涂层的使用能比 PT 更有效地提高辐射的记录效率。

可以同时用波长位移物质薄层和升高 V_{dyn} 来增大 N_0 值，两者的效果是互相独立的^[7]。

四、切伦科夫环象探测器

设想粒子原位于半径 R 的球面反射镜曲率中心，向任何方向飞行的带电粒子在辐射介质中产生的辐射，被球面镜聚焦在半径 $f = R/2$ 的球面上形成半径 r 的环象 (见图 2): $r =$

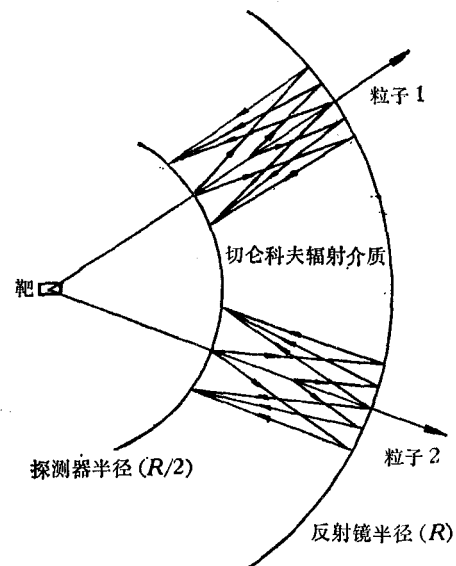


图 2 切伦科夫环象探测器原理图

光。在半径 f 的球面上安装位置灵敏的光子探测器测出 r ，则可确定粒子的速度和方向。这种“环聚焦原理”正是微分式探测器的物理依据，但微分式限于测量窄平行束，且仅对一种粒子、一种速度值灵敏。而物理实验中待测粒子种类、速度、方向差别很大，探测器可测的速度范围和立体角应很大。Seguinot 提出的图 2 的结构原理满足了这个要求^[11]。

位置灵敏的紫外光子计数器是环象探测的核心部分，它应对紫外光子有高记录效率，对一个带电粒子至少能同时测到三个以上的光子的位置以确定环象半径，能工作于高粒子流强。

已使用的计数器有多丝室^[11-13]、盖革针室^[14]和多级雪崩室^[15,16]。这些室内的气体多是氩和少量光电蒸汽(苯、丙酮、三乙胺)的混合物,后者对一定阈能以上的紫外光子以很大的截面吸收,并以一定几率放出一个光电子,在高电场中雪崩增殖后记录定位。

多丝室对紫外光子记录效率低、测定二维坐标困难。盖革针室不需要电子学放大器就有高记录效率,坐标确定也简单,但大量分立单元

的信号读出用电子学方法很困难,需借助于在线计算机,大面积盖革针室制作也十分复杂。多级雪崩室的紫外光子记录效率也较高,能实现二维读出,但同时读出多个光子的技术很复杂。金属片点阵阳极的多级雪崩室虽能克服这一困难,但与盖革针室一样须用在线计算机进行信号分析。

已报道的环象探测装置的测量结果列于表 2。由表可见,由于 N_0 值低,并且低于理论估计

表 2 环象探测器的测量结果

文 献	[12]	[13]	[15]	[16]	[14]
粒子束, 能量	e^+ , 3GeV	e^- , 1.2GeV	e^- , 1.5GeV; P, 1.3GeV/c	π^- , 12.7GeV	
辐射介质	N_2	Ar	Ar LiF	Ar	CaF_2
光子定位计数器	多丝正比室	多丝正比室	多级雪崩室	多级雪崩室	盖革针室
$N_0(\text{cm}^{-1})$	理论估计值	48.6	44 56	31.3	
	实测值	3.4	6.1	26.7 26.4	22.1
单个带电粒子探测效率	0.29	0.47	0.82 0.98	0.8	~ 1
记到三个光子的效率	0.005	0.026	0.24 0.76	0.22	~ 0.99
光子位置确定能力	一维坐标	一维坐标	二维坐标	一维坐标	二维坐标

值,使得记录到三个光子(确定环象半径需要的最少光子数)的效率对于气体辐射体的情形都很低,而气体切伦科夫探测器才适合于高能粒子的速度测定。表 2 的结果说明环象探测器尚未到达实际使用阶段,但鉴于高能粒子速度测定的基本重要性,这一探测器人们正在进行广泛的研究。

五、点聚焦切伦科夫探测器

Benot 于 1973 年提出了点聚焦原理:利用圆锥或截锥状的光学表面,可把一定辐射角的切伦科夫辐射圆锥面波转化为平面波,然后由球面镜取成点象。这种技巧如图 3 所示^[17]。尺寸不大的粒子产生靶放在圆锥面透镜顶点的虚象位置处,可以同时测量发散度不大、速度相差很大的多个粒子的速度和方向,这就部分克服了微分式只能测平行束、仅对一种速度值灵敏的缺点。

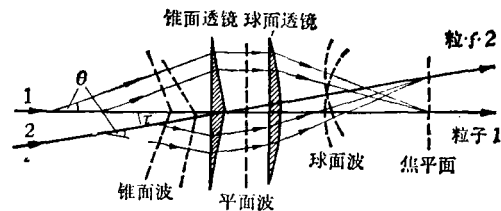


图 3 点聚焦原理图(切伦科夫辐射通过圆锥面透镜变成平面波,再经过球面镜聚焦为点象)

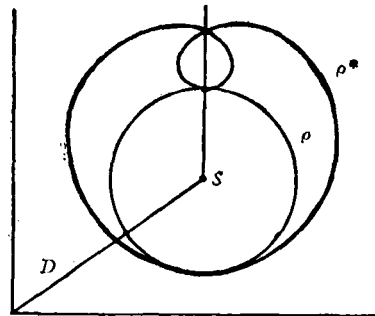


图 4 点聚焦切伦科夫探测器中,焦平面上象的形状(点象 S, 环象 ρ 和四级曲线象 ρ^*)

不同速度、方向的粒子产生的辐射在球面镜焦平面形成的象如图 4 所示。

1. 靶心射出($\delta = 0$)、特定速度 β_0 的粒子, 它发射的波长平均 λ_2 的辐射, 在焦平面上形成点象 S, 光点离光轴距离 $D = R\tau/2$. R 是球面镜曲率半径, τ 是出射角. 由于被测量到的辐射覆盖一定的波长区间, 象的形状是以 S 为中心的光斑. 若 $\delta \approx 0$, 则光斑半径增大.

2. $\beta \approx \beta_0$ 、 $\delta = 0$ 的粒子产生中心 S、半径 r 的环象:

$$r \approx R \left| \frac{1}{r^2} - \frac{1}{r_0^2} \right| / 4\theta_0.$$

一个 r 值对应于两种速度 (γ) 值. 若选定点聚焦速度 $\beta_0 = 1$ ($\gamma_0 = \infty$), 则 r 与粒子速度一一对应:

$$r \approx R/4\theta_0\gamma^2.$$

如果 $\delta \approx 0$, 则象是一系列如图 4 所示的四次曲线 ρ^* 的权重迭加.

分析结果时, 象只分成点象和环象两类. 因点象亦有一定大小, 故须选定一个临界半径 R_c 值作为点象、环象的分界点. 对 $\beta_0 = 1$ 的探测器, 能识别的最小环象半径为 R_c , 则能从环象半径确定粒子速度的极大能量为 $\gamma_{\max} = (R/4\theta_0 R_c)^{1/2}$. 如果测到的是点象, 我们只知粒子能量在 γ_{\max}, ∞ 之间, 点象位置指示出粒子飞行方向. 测到环象则同时确定了粒子的方向和速度.

可采用小口径光电倍增管的阵列记录光子位置, 位置精度与管子直径相近, 所以须将焦平面上的象用光学方法放大以与定位精度匹配. 这种方法速度快, 可作符合选择和数据在线分析. 用象增强器记录光子定位精度高但分析速度慢. 兼有两者优点的途径是装有微通道板的多阳极光电倍增管^[18], 但需解决寿命过短的问题.

1979 年 Benot^[18] 制成第一台点聚焦探测器, 速度分辨 $\sim 1.4 \times 10^{-5}$, 即与微分式可以相比, 50GeV π 介子测到 $N_e = 24.6 \pm 3.6$, 即实际上对单个粒子探测效率 $\sim 100\%$.

六、多道聚焦切伦科夫探测器

微分式探测器仅对一种粒子、一种速度灵

敏, 可视为“单道”探测器. 多道探测器则对不同的粒子, 较宽的速度范围同时灵敏, 它与点聚焦探测器的差别是利用环聚焦原理.

七十年代初的多道探测器都利用特殊的镜面-光阑系统来扩大接收相空间. 例如 Ivanov 的六道切伦科夫探测器, 焦平面处的一个特制球面镜将环象分成六个子环, 分别聚焦到六对光电倍增管作符合测量. Soroko 和 Roberts 的多道探测器则利用分段镜面, 后者所用的镜面由 29 个弓形组成, 将切伦科夫辐射聚焦到 29 个光电倍增管. Vorontsov 的多道探测器用半径和缝宽可变的光阑放在 12 个倍增管前面以扩大接收相空间. 以上这些多道探测器较为详细的介绍可参考文献[4]. 这些装置的共同缺点是镜面-光阑系统的设计、制作十分复杂, 对待测粒子束的能量、平行度限制较多. 最近 Benot^[19] 设计的多道探测器, 是在 DISC 式探测器的光路中插入一个仔细设计的截锥面透镜, 并用图

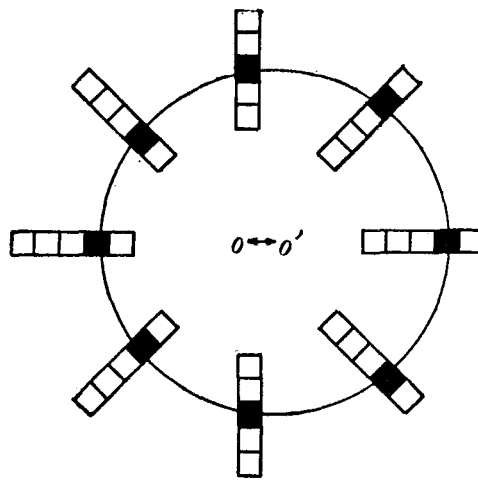


图 5 Benot 的多道切伦科夫计数器中的光电倍增管阵列(每一小方格代表一个光电倍增管, 黑方格表示被触发的倍增管, 圆环表示切伦科夫环象, O, O' 分别为计数器中心和环象中心)

5 所示的 40 个光电倍增管的阵列代替 DISC 的光阑-光电倍增管系统, 使探测相空间增大 85 倍, 而速度分辨相差不多. 方向、速度不同的粒子的切伦科夫环象使不同组合的光电倍增管触发, 很容易由被触发的倍增管的位置确定粒子的速度和方向. 这种多道探测器的设计制造相

对地比较简单,可以测量有一定发散(或会聚)性的粒子束,可测速度范围宽.若用液体作辐射介质,还可用作低能粒子的多道测量.

七、阈-微分式切伦科夫谱仪

Dibianca^[20] 1975年建的阈-微分式谱仪的结构示于图6. 45°安装的入口窗和平面镜

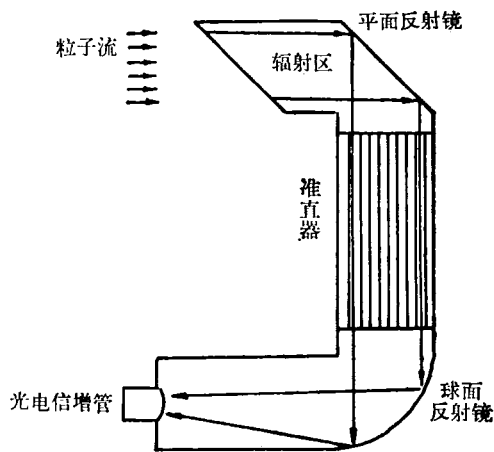


图6 阈-微分切伦科夫谱仪、谱仪结构示意图

之间的区域充气体辐射体,平行粒子束穿过此区域时,每粒子穿过的辐射体长度相等.改变气体压力可调节阈速度值,这使谱仪有“阈探测器”的性能.切伦科夫辐射经平面镜反射后进入由许多细长平行准直管组成的准直器,管内壁涂有光吸收物质,凡射到准直管内壁的辐射都被吸收,只有辐射角 ϑ 小于 ϕ 的辐射能通过准直器,被球面镜聚焦到光电倍增管并记录下来:

$$\operatorname{tg} \phi = d/l,$$

式中 d 和 l 分别是准直管内径和长度.谱仪能探测的极大速度为 $\beta_{\max} = 1/(n \cdot \cos \phi)$,因此速度分辨为

$$\Delta\beta/\beta \cong 1 - \cos \phi.$$

这样谱仪又有“微分”探测器的性能.当 $\phi = 2$ mrad时, $\Delta\beta/\beta \sim 2 \times 10^{-6}$,可见这种谱仪可以有很高的速度分辨,而且设计、制造、运行都极简单,造价低廉.它的缺点是限于测量平行束,速度分辨有赖于谱仪束线与束的平行程度,

物理

它的单粒子探测效率取决于辐射区的长度和气压,而过长的辐射区给安装带来一定困难.

八、结束语

通过前面梗概的介绍,可以看到在七十年代切伦科夫探测器的三个基本组分——辐射体、辐射成象和收集、光子记录都取得了许多进展.硅气凝胶是辐射体材料的一大突破,点聚焦、多道聚焦和阈-微分谱仪是辐射成象、收集技术改善的结果,提高光电倍增管对辐射的记录效率则是光子记录方面的进展.环聚焦是早已熟悉的现象,仅当研制了测量紫外光子位置的多丝室、盖革针室和多级雪崩室后,适于高能物理实验中测定粒子速度的环象探测器才展示了实际应用的前景,带有微通道板的多阳极光电倍增管若能长期稳定工作,将给辐射的象的识别带来很大的变革.所有这些技术的发展大大扩展了切伦科夫辐射在高能物理中的应用领域,而这些技术本身涉及到化学、光学、原子和分子物理、气体放电、电子学、计算机技术等许多学科的一系列复杂问题.

参考文献

- [1] P. A. Čerenkov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **2** (1934), 453.
- [2] I. E. Tamm, I. M. Frank, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **14**(1937), 107.
- [3] J. V. Jelley, *Čerenkov Radiation and Its Applications*, Pergamon Press, London, (1958).
- [4] J. Litt and R. Meunier, *Annual Review of Nucl. Sci.*, **23**(1973), 1.
- [5] A. Linney and B. Peters, *Nucl. Instr. Meth.*, **100** (1972), 545.
- [6] M. Cautin et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **118**(1974), 177.
- [7] P. J. Carlson, *ibid.*, **158**(1979), 403.
- [8] E. L. Garwin et al., *ibid.*, **107**(1973), 365.
- [9] G. Eigen and E. Lorenz, *ibid.*, **166**(1979), 165.
- [10] W. Viehmann and R. L. Frost, *ibid.*, **167**(1979), 405.
- [11] J. Seguinot and T. Ypsilantis, *ibid.*, **142**(1977), 377.
- [12] S. Durkin and A. Honma, *SLAC-PUB-2186*, (1978).

(下转封三)

数可写成自由电子波函数乘上一个周期函数(布洛赫波)。

(2) 根据周期性边界条件,证明 k 空间状态密度为 ν (晶体体积)。

(3) 说明简约波数 k 的取值只需限在简约布里渊区之中。

三、在下列 2 小题中选作一题: (15 分)

(1) 示意画出面心立方金属 (100), (110), (111) 面的原子排列,并说明垂直于上述各晶面的轴线是什么样的对称轴?比较各晶面簇晶面间距的大小。

(2) 作图表示金属、绝缘体、半导体(本征型、 n 型、 p 型)的能带填充特征和费密能(请注明关键性数据的量级)。

四、在下列 2 小题中选作一题: (15 分)

(1) 举出一种推断费密面形状和大小的实验方法,并说明其原理。

(2) 举出一种测定声子色散关系的实验方法,并说明其原理。

五、在下列 4 小题中选作一题: (20 分)

(1) 如果某种半导体中有两种载流子,空穴、电子的浓度分别为 p , n , 其有效质量、弛豫时间、迁移率分

别为: $m_h, m_e; \tau_h, \tau_e; \mu_h, \mu_e$ 。试求其霍尔系数。

(2) 如果一种金属中有许多集体化载流子的波函数有相位相干性,这就是说,可把它们的行为用宏观波函数 Ψ 来描述:

$$\Psi(\mathbf{r}) = n^{1/2} e^{i\theta(\mathbf{r})}, \quad \Psi^*(\mathbf{r}) = n^{1/2} e^{-i\theta(\mathbf{r})},$$

其中 n 是载流子浓度,它为一直数。证明这些载流子的运动满足下列方程:

$$\nabla \times \mathbf{j} = -\frac{nq^2}{mc} \mathbf{B},$$

其中 q , m 分别是载流子的电荷和质量。讨论这种金属的磁性表现。

(3) 证明绝对零度下自由电子磁化率为

$$\chi = \frac{3}{2} N \frac{\mu_B^2}{E_F},$$

其中 N 是自由电子总数, E_F 是费密能, μ_B 是玻尔磁子。

(4) 如果一个由 A, B 两种原子组成的二元固溶体的能量可以近似地表示为近邻原子对之间相互作用能的总和,试由此解释有限固溶体出现的原因和条件。

(上接第 27 页)

- [13] R. S. Gilmore et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **157** (1978), 507.
[14] G. Comby et al., *Saclay Report* 79/06/08/227.
[15] G. Charpak et al., *ibid.*, **164**(1979), 419.
[16] J. Seguinot et al., *CERN/EP/79-161*, (1979).
[17] M. Benot et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **111** (1973),

397.

- [18] M. Benot et al., *CERN/EP/79-51*, (1979).
[19] M. Benot and R. Meunier, *CERN/EP/79-89* (1979).
[20] F. A. Dibianca et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **129** (1975), 59.

(上接第 51 页)

- [3] 许祖彦等, *激光*, **7-11** (1980), 57.
[4] Steven CHU et al., *Opt. Commun.*, **28**(1979), 221.
[5] A. Hirth et al., *Opt. Commun.*, **34**(1980), 2223.

- [6] 许祖彦等, *光学学报*, **1-6** (1981).
[7] R. Flach et al., *Appl. Opt.*, **13**(1974), 2095.
[8] 许祖彦等, *物理学报*, **30** (1981), 820.