

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

4

中國科學院原子核科學委員會編輯委員會編

科學出版社出版

344.2/15310



原子物理讲义
仪器设施

4

中国科学院高能物理研究所
北京 302 信箱

原子核物理学及仪器设备(4)

中国科学院原子核科学委员会编辑委员会编

*

科学出版社出版 (北京朝阳门大街 117 号)

北京市书刊出版业营业许可证出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总经售

*

1960 年 8 月第一版 书号: 2254 字数: 74,000

1960 年 8 月第一次印刷 开本: 787 × 1092 1/16

(京) 0001—8,500 印张: 2 5/8 插页: 4

定价: 0.44 元

目 录

P/730	用于高能物理实验的粒子探测方法.....	1
P/1283	关于 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 衰变中的角关联.....	9
P/1521	英国的高能加速器物理.....	23
P/2039	高能质子和 π^+ 介子引起铀核分裂时所放出的带电粒子的角关联.....	42

用于高能物理实验的粒子探测方法*

布瑞奈尔 (H. Bradner)[†] 格莱塞尔 (D. A. Glaser)[§]

引 言

我們对于高能物理和基本粒子现象的知识的近来发展是由于粒子加速器工艺和粒子探测技术迅速提高的结果。探测高能粒子所用的仪器可以分成两类：(1)径迹成像装置，用这种装置能看见或者拍摄径迹，而这径迹是符合粒子所走过的实际路程的；(2)计数装置，这种装置仅能指示粒子在灵敏体积内通过某一地方。

在高能物理实验中常用的目视探测器中有核乳胶、扩散云室、膨胀云室和气泡室。^{[1],[2]} 閃爍室这一正在发展着的新型目视探测器兼有目视式和计数管式探测器的一些优点。用对于目视式探测器拍摄的事例可能做的测量包括不同粒子径迹间的角度；终止粒子的射程；衰变或者碰撞的中性粒子的飞行距离；磁曲率(它是关于粒子动量的测量)；由于同灵敏介质的库伦作用而产生的散射(它是关于 $\rho\beta c$ 的测量)；和沿径迹上可见因素的密度(乳胶中的显影微粒，云室中的小滴，气泡室中的气泡)，这些可见因素给出电离度或速度的测量。由于对相关事例的一系列的测量，可以推出一个过程所吸收或释放的能量，以及所牵涉到的粒子的质量和电荷，它们的寿命同其它粒子相互作用的强度等等。对于高能物理现象的理论来说，这些数量都是原材料。这些种探测器的空间分辨率在核乳胶情况下是 0.1 微米左右，在扩散云室和閃爍室情况下是 1 毫米左右。时间分辨率对于核乳胶实际上是无限的，对于云室是 0.1 秒，对于某些气泡室是几微秒，对于閃爍室是 10^{-8} 秒。

在计数管式探测器中有盖格-缪勒计数器、电离室、正比计数器、閃爍计数器和契伦科夫计数器。典型计数器的大小有几厘米，虽然各类的最小计数器所允许的空间分辨率可以做到 1 毫米。计数器除了能探测带电粒子在它的灵敏体积内出现而外，尚能指示出粒子能量的损耗率。这些种计数器中最快的是閃爍计数器。某些种类閃爍计数器的分辨时间是 10^{-9} 秒的数量级。

膨 胀 云 室

膨胀云室是最古老的目视式探测器，在这种云室中，可以从一串纤细的小滴看见电离性粒子的路程，而这小滴是凝结在飞行粒子在气体中所产生的离子上的。云室结构已达到 1.5 米。这类云室有的装有磁场，在顺利情况时能精确地测量粒子的动量。经由动量的测量可以更准确地测量在各种碰撞与衰变过程中释放出来的能量。通常在云室灵敏体积

* “第二届和平利用原子能国际会议文献”编号 A/CONF. 15 P/730/Rev. 1, 美国, 原文为英文。

† 美国, 加利福尼亚州, 加利福尼亚大学辐射实验室。

§ 美国, 密执安州, 密执安大学物理系。

內裝些固體物質板，以便觀察高能粒子同物體的相互作用，並觀察產物的性質和類型。可以使雲室與各種計數器系列裝置一起工作，使雲室只當計數器探測到含有必要數量的粒子和具有一定性質的有趣事例發生時開始工作和照象。膨脹雲室能在很多種氣體，其氣體壓力從低於大氣壓至 300 個大氣壓情況下工作。這種高氣壓雲室的發展，是希望增加觀察快粒子在雲室可照象的靈敏體積內有意思的碰撞的機會。高氣壓雲室體積龐大而且花錢，而且只能每 15 分至 30 分鐘循環一次（時間依室的大小決定）。而普通膨脹雲室則快到 1 分鐘循環一次。

擴散雲室

因為高能粒子加速器產生的粒子束常常比每分鐘一次多得多，擴散雲室的發展是為了得到一個連續靈敏的雲室。原則上它能經受加速器（每幾秒開動一次）的每一個脈沖的照射。遺憾的是擴散雲室在垂直方向上的靈敏深度被限制在 10 厘米左右，它僅能承受中等電離度負載，否則將耗盡供應靈敏體積內的擴散蒸氣。已建成有各種類型的擴散雲室。最有效的是在 35 個大氣壓下工作的高氣壓氫氣擴散室。除了徑迹的畸變之外，擴散雲室測量的特點和膨脹雲室的相似，因為氣體的運動一般地講比較強烈。擴散雲室不能在高於 30 或 40 個大氣壓左右順利進行工作，因為氣體的密度大會減少蒸氣擴散到靈敏體積內的速度，並因此使靈敏深度大大受到限制。

氣泡室

在氣泡室內帶電粒子的路程可從構成靈敏媒介的液體區域內的一串小滴看到。氣泡室與雲室相比，其優點之一是只要在適當的氣壓下就能獲得很高的密度，因而看到有意義碰撞的機會比雲室的增加好幾倍。其次，現有的多數氣泡室一般能在一秒鐘膨脹一次；也許可以得到更快的運轉速度。氣泡室內可以使用很多種液體，包括液體氫、液體氮、液體氫和各種炭氫化合物、氟化炭以及這些東西的混合物。在液體氫的氣泡室中相當於供給粒子束以純質子靶，並且在這個靶上可以作出相當準確的磁曲率的測量。炭氫化合物具有較高的密度，因而對於有意義事例的觀察的幾率大一個數量級。這種氣泡室也有較大

表 I 形成徑迹式探測器的比較表，一個 50 厘米室內的珍貴事例的頻率

類 型	密 度 ρ (克/厘米 ³)	輻射長度 (λ 厘米)	2 BeV 的 電子，其 徑迹為 5 厘米時的 散射弧矢 (微米)	相對論性 徑迹為 5 厘米，其 動量誤差 為 10% 要 求的磁場 (高斯)	50 厘米室的 阻止本領 (克/厘米 ²)	對於 σ /核 子 (= 1 微 靶) 事例/每日	對於 σ /核 子 (= 1 毫 靶) 事例/每日
1. 1 個大氣壓的氫氣 膨脹雲室	0.0017	11600	0.79	2400	0.085	0.015	0.0003
2. 20 個大氣壓的氫氣 擴散雲室	0.0019	36300	0.45	1300	0.095	0.016	0.0003
3. 氫氣氣泡室	0.05	1380	2.3	6900	2.5	0.43	0.008
4. 氮氣氣泡室	~0.10	963	2.75	8200	5.0	0.86	0.015
5. 丙烷 (C ₃ H ₈) 汽泡室	0.44	108.3	8.2	25000	22	3.7	0.07
6. SbCl ₄ 氣泡室	1.5	7.35	31.5	94000	75	13	0.23
7. 氫氣汽泡室	2.3	3.1	48.5	140000	115	20	0.34
8. 核乳胺 (AgBr)	4.0	2.8	51.1	150000	200	34	0.59

的阻止本领,这样一来,粒子就常常被阻止,因此在炭氫室里对它们的衰变研究更加容易些. 用氟碳化合物(freon)、氙或各种炭氫混合物的气泡室是重液体型气泡室. 重液体型气泡室的主要优点是它的阻止本领高和辐射长度短. 前者意味着有作用以及粒子的停住和衰变可以在室内经常看到;后者意味着高能 γ 射线很可能产生电子对,而电子对能指示 γ 射线的方向和能量,这样一来,包含中性 π 介子和 γ 射线以及衰变成 γ 射线的其它粒子的过程便能详细地加以研究. 可见式探测器特性的定量比较见表 1.

原子核乳胶

这种成象式探测器使用在高能加速器上一般来说是最方便的;送到其他实验室去作研究也轻而易举. 空间分辨率大约是一微米,这远远超过任何种类探测器,因此,乳胶对于很短的半寿期的研究很有用. 但是对相距一厘米的事例几乎是不能探测其协同关系. 对加速器连续脉冲的事例没有时间鉴别性. 对于研究高能粒子在探测器本身中的非弹性作用乳胶并不总是最好的工具,因为很难说清楚在何种核中能产生了相互作用. 射程测量,颗粒计算以及库伦复散射的测量常常能帮助我们确定在乳胶中粒子的质量,动量以及电荷的大小;但是若不用脉冲式强磁场,电荷的符号常常不能确定.

虽然如此,但这种探测器在高能物理中仍占着重要地位. 美国近年来的发展是测量事例,而不是乳胶的生产,以向伊尔福 L 系或超微粒的 Perfilov 片抗衡.

测量径迹有自动化的趋势:伊尔福 G 系和 K 系乳胶最常用于成迭曝露. 有些实验室正在采用光电式间隙计数和颗粒计数装置. 显微镜上装置有转码 (shaft encoders),使载物台坐标自动记录在纸带或打孔卡片上. 高鲁德哈伯 (G. Goldhaber) (私人通讯)在贝克莱将一散射显微镜直接与 Friden 纸打印机相连,可自动记录一次差和二次差.

计数器:概说

用于低能物理的盖革-缪勒计数器和正比计数器对高能物理实验实用性较低,因为,在高能物理实验中所有的单个带电粒子差不多都有同样能量损耗率,而且慢的盖革反应和“死时间”都是不能令人满意的. 闪烁计数器和契伦科夫计数器几乎完全代替上述探测器,用于高能加速器实验中.

计数器能够得出数据的速率是上面讨论过的成象式探测器的 10^2 或 10^3 倍,但是它的空间分辨率很小. 我们常常需要复杂的计数管陈列来考察能量高到足以在非弹性碰撞中产生 π 介子或奇异粒子的粒子的相互作用.

闪烁计数器

当一高能质子或其它单个带电粒子通过物质时,其能量损失率为通过每克材料约 1.5 百万电子伏. 某些无机材料,如铀激活的碘化钠,和有机材料,如三联苯加四苯基丁二烯可使百分之几的能量以可见光辐射出来. 碘化钠发出的光衰减到 $1/e$ 的时间约为 3×10^{-7} 秒,而相应的三联苯的衰变时间是 5×10^{-9} 秒. 这种光脉冲被直接连在闪烁体上的光电倍增管所探测,或者用一个 Lucite “光导管”联于闪烁体和光电倍增管之间,因此来自光电倍增管的电讯号可用来指示带电粒子通过探测器.

由于对分辨时间要求快于 10^{-8} 秒,高能物理中的绝大多数闪烁体是有机材料做成

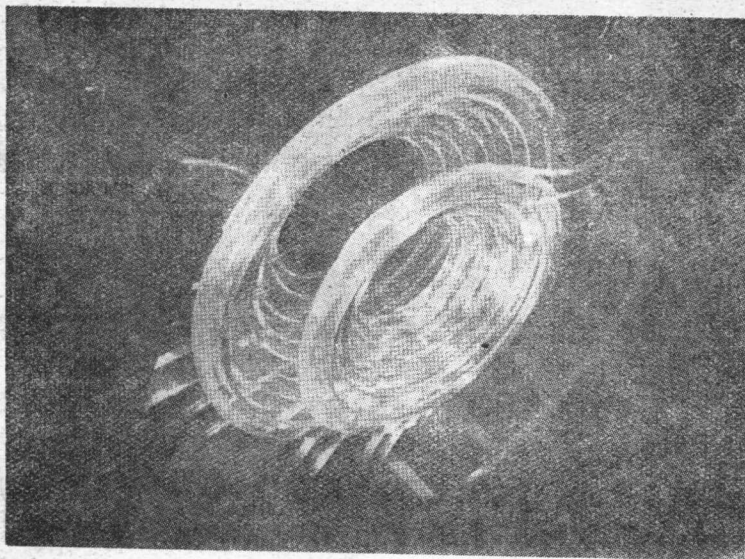


图1 高能粒子散射实验用的16个闪烁计数器阵列。

的^[3]。光泽塑胶负载的三联苯能做到40千克重一块。发展趋势是大闪烁体和大的计数阵列。图一所示是 Kerth 用于研究 K^+ 粒子被氩散射的16个环形计数器。^[4]

光电倍增管后面接快速放大器，再接快速符合线路以及高速示波器的组合是经常使用的。

在高能物理实验中，粒子穿过闪烁体或契伦科夫计数器时，由光电倍增管的光阴极产生的电子经常在10个以下（和在低能物理或化学的情况下大大不同）。因而，从光电阴极不同部分发出电子的过渡时间变动可以严格限制倍增管的分辨时间。通用的最快的管子是 RCA 实验模型 C-7251，其增量近似 10^8 秒，上升时间 2 至 3×10^{-9} 秒。这种管子是 RCA 6810 A（它的上升时间约为 5×10^{-9} 秒）的弯曲阴极装置。大面积光阴极管（RCA 7046），可利用到增量近似 10^7 ，上升时间近于 4×10^{-9} 秒。

改进的加尔温（Garwin）或罗塞（Rossi）型快速符合线路容许的分辨时间是 2 至 3×10^{-9} 秒。这个极限是由窥视闪烁体的光电倍增管的特性规定的。

符合线路广泛地采用了晶体三极管（固态二极管和三极管）。优良的 G7A 锗二极管不再得到；某些实验室成功地用霍夫曼-金纳（Hoffman-Zenner）二极管和赫雷脱-培卡（Hewlett-Packard）砷二极管来代替。^[5]

契伦科夫计数器^[6]

以速度 V 穿过透明材料的带电粒子，如果 V 大于光在材料中的速度 C/μ ，将辐射出光。这里 μ 是材料的折射率， C 是光在真空里的速度。这个辐射在半角为 θ 的光锥内发射， θ 是从粒子轨道测量，它的关系是：

$$\cos \theta = C/V\mu.$$

一个 $V \approx C$ 的高能电子穿过一厘米 Lucite 板时，它能产生大约 250 个可见的契伦科夫光子^[7]。这个光的强度比闪烁体产生的光小得多，因而契伦科夫计数器必须用不发光的材料做成。^[8]

大多数用计数器做的高能物理实验都包含了契仑科夫辐射探测器。这些探测器用来分辨慢于预定速度的粒子，分辨快于预定速度穿过粒子，或者观察契仑科夫光的发射角度来判定一个粒子的速度。所有这三种类型的探测器都应该设计得具有高的计数效率并能承受从直径为几厘米的孔径进入，而且有一定角度散开的粒子。本文余下来的篇幅准备描写几种新近在美国贝克莱加利福尼亚大学辐射实验室制成的契仑科夫计数器。

图2所示是宽带速度选择计数器^[9]。这种计数器是根据费奇(V. L. Fitch)提出的设计，它能探测具有从契仑科夫发射到某个最大速度的粒子由辐射体的设计所决定这个最大。临界角以外的光，即某种临界速度以上的粒子发射出来的光将为辐射体端边全部内反射。图

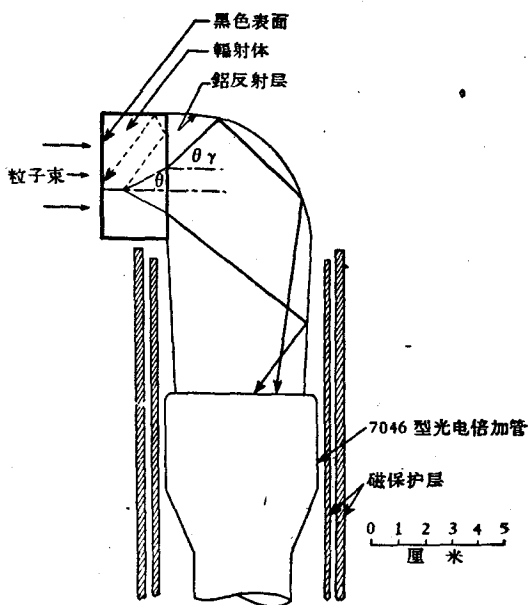


图2 Fitch 型宽带速度选择计数器略图

3提出了以质子速度为函数的这种计数器在探测质子时的效率。契仑科夫辐射体在这种

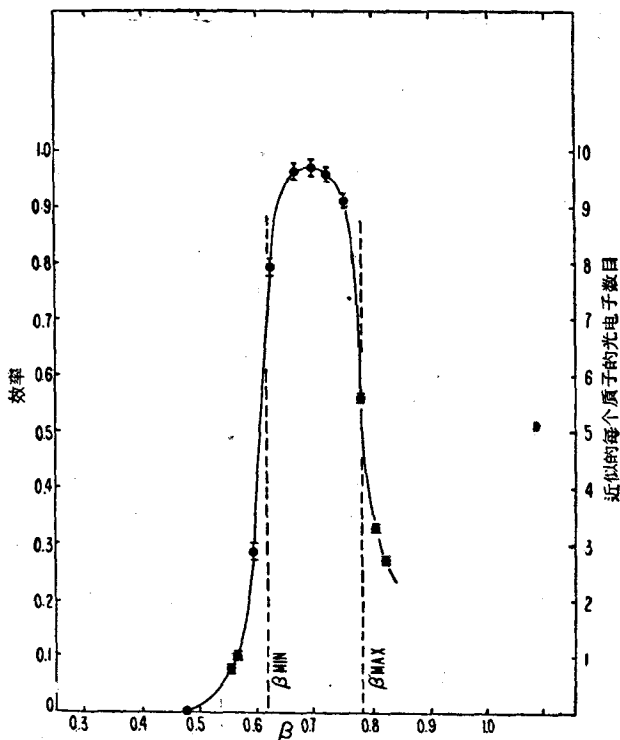
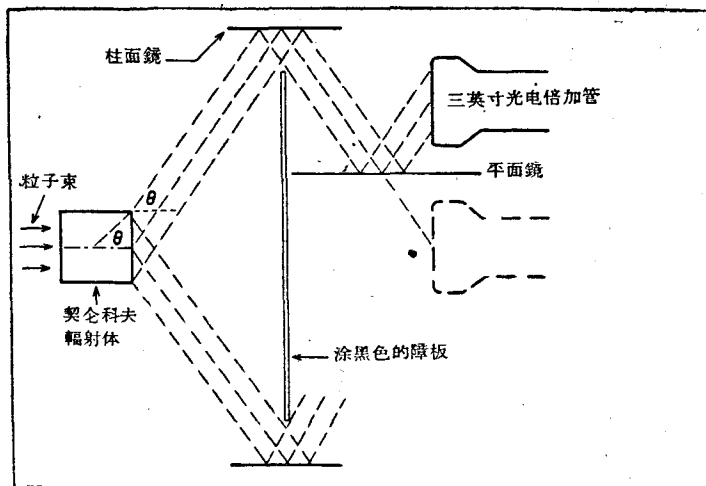


图3 描绘在图2的 Fitch 型计数器对 β 的效率。这效率是把该辐射体放置于计数器望远镜的两个闪烁体之间来测定。

情况下是5厘米厚的液体苯乙烯，加上2%的甲基溴化物，使闪烁现象减弱。



契仑科夫速度选择计数器(C2)

图4 契仑科夫窄带速度选择计数器略图

图4所示是由张伯伦 (Chamberlain) 和威刚 (Wiegand) 所发展的窄带速度选择计数器。

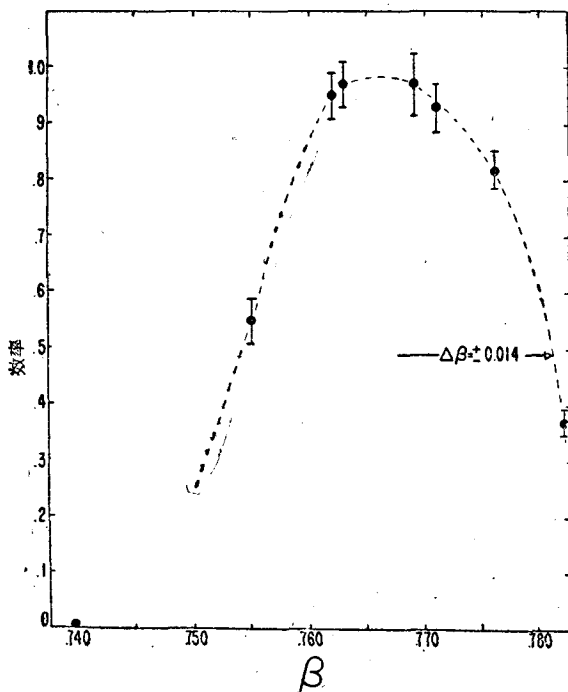


图5 描繪在图4的窄带计数器对 β 的效率。这效率是把速度选择计数器放置于一计数器望远镜阵列的闪烁计数器之間来测定。

图5所示仅是对称地围绕光轴的三个平面反射镜中的一个。当适当速度的带电粒子通过契仑科夫辐射体的时候，大约有8个光电子分别从三个光阴极射出。由于要求三个倍加管中任何两个相符合使本底保持得很低。这种计数器对于不同速度的质子的反应如图5所示。

在契仑科夫计数器的设计中，感应速度反应的极限是由可资用的辐射体材料的折射率决定。通常用重玻璃，其折射率 n 高达1.7。折射率低到1.276可用氟化学液体FC-75得到的，是从美国米尼索塔 (Minnesota) 矿业与制造公司买到。更低的折射率由赫尔 (Hill)，卡德韦 (Caldwell)，瑞桑 (Ritson) 以及 MIT 其他诸人^[11]正在用 FC-75 在近于临界点的温度与压力下得到。

摘 要

表II摘要地叙述了上面描写过的探测器的一些特性。这个简短的表不能完全说明各类探测器。数据适用于各种类型的样本，但不是指出探测器的极限能力。

表 II 探测器的特性比较

探测器类型	特性 (全是近似数值)						典型应用范围
	时间分辨率 ⁽⁵⁾ (秒)	空间分辨率 (毫米)	密度 (克/立方厘米)	速度或动量的分辨率	原子核纯度	加速器每个脉冲的粒子数	
高压云室							相互作用;室内粒子的产生
H ₂	(一个脉冲) ⁽¹⁾ · 0.5		0.03	2%	几乎是	30	
扩散云室							相互作用;室内粒子的产生
H ₂	(一个脉冲)	0.5 ⁽²⁾	0.002	2%	几乎是	30	
气泡室							相互作用;室内粒子的产生 除上述以外,还有含 γ射线的相互作用
H ₂	10 ⁻³	0.1	0.05	2%	是	30	
碳氢化合物	10 ⁻⁴	0.05	0.45	5%	不是		
氙气	10 ⁻⁴	0.05	2.2	不好	几乎是	30	
溶解气体	10 ⁻³	0.1	0.5	5%	不是	30	
闪烁室							快粒子的探测;探测器中的相互作用
	10 ⁻⁸	1	1		不是	100	
核乳胶							快粒子的探测;探测器中的相互作用
	(很慢)	0.001	4	很好	不是	不限	
闪烁体							束的研究;快粒子的探测
无机	10 ⁻⁸⁽⁶⁾	10	4		不是	10 ⁴	
有机	10 ⁻⁹	10	1		不是	10 ⁴	
契伦科夫计数器							临界速度以上的粒子的探测 临界速度以上的粒子的探测
液体或固体	10 ⁻⁹	30	1	好	不是	10 ⁵	
气体	10 ⁻⁹⁽³⁾	30 ⁽⁴⁾	0.03	好	不是	10 ⁵	

- (1) 只在每 10 分钟约 1 个脉冲时能够工作。
 (2) 正常情况下灵敏深度约为 7 厘米。
 (3) 时间分辨率受所用的光电倍增管限制。
 (4) 这些数值适用于“不良的几何形状”的计数器的空间分辨率。“良好几何形状”的计数器的空间和动量分辨率是~1%。
 (5) 这个数值指出分辨两个通过探测器的粒子的可能性。云室能用来分辨~10⁻¹¹ 秒的粒子衰变时间,核乳胶能用来分辨~10⁻¹³ 秒的衰变时间。
 (6) 如果闪烁体是被冷却的,它的分辨率则可以和有机闪烁体的相比较。

参 考 文 献

[1] York, C. M., Cloud Chambers, in Handbuch der Physik 45: Nuclear Instrumentation II, S. Flügge and E. Creutz, Eds., (Springer-Verlag, Berlin, 1958), pp. 260 to 313.
 [2] Glaser, D. A., The Bubble Chamber, in Handbuch der Physik 45: Nuclear Instrumentation II, S. Flügge and E. Creutz, Eds., (Springer-Verlag, Berlin, 1958), pp. 314 to 335.
 [3] Beghian, Kegel, and Scharenberg have recently reported (Bull. Am. Phys. Soc. 3: No. 3 (1958), Paper G-10, however, that it is possible to make a spectrometer with scintillation decay times of 10⁻⁸ sec by using pure NaI at liquid-nitrogen temperature.

- [4] Kerth, L, UCRL, unpublished work.
- [5] Mack, R., UCRL, private communication.
- [6] Cherenkov, A., Doklady Akad. Nauk S.S.S.R. 8: 451 (1934).
- [7] Marshall, J., and others, Proc. CERN Symposium 1956, Vol. 2, or Marshall, J., Ann. Rev. Nucl. Sci. 4: (1954) for data on spectral and angular distribution, etc.
- [8] Scintillation efficiencies for a number of materials are tabulated by Mady, R. and Leipuner, L. in Nucleonics 14: 51 (Apr. 1956).
- [9] Wiegand, C., Cherenkov Counters in High-Energy Physics, UCRL-8148, Jan. 21, 1958.
- [10] Wiegand, C., *ibid*, and Proc. CERN Symposium, 1956, Vol. 2.
- [11] Caldwell, D., M. I. T., private communication.

关于 $\pi^+ - \mu^+ - e^+$ 衰变中的角关联*†

呼魯巴依(H. Hulubei) 奧斯兰德(J. Ausländer)
巴利亞(E. Balca) 蕪利德兰德(E. Friedländer)
与茨札依卡(S. Tzitzeica)
(原子物理研究所,布加勒斯特——羅馬尼亞)

I. 引 言

最近,在 $\pi^+ - \mu^+$ 衰变中 μ 介子的角分布可能缺乏“各向同性”的問題曾經是許多討論[1,2,3,4,5,6]的主題。为了更多地了解這個問題,特别是了解关于本底对扫描的复杂影响問題,故将又一堆由九片、对电子敏感的、10厘米×10厘米×400微米的 NIKFI—R 乳胶片組成的乳胶堆,曝置于杜伯納联合原子核研究所(Joint Institute of Nuclear Research in Dubna)的同步迴旋加速器所产生的 π^+ 介子束的照射之下。

在布加勒斯特的原子物理研究所分析了在杜伯納¹⁾处理过的乳胶堆。除了定性地肯定了我們以前得到的結果以外,通过这次分析,还发现了至今还没有被注意到的 $\pi^+ - \mu^+ - e^+$ 衰变鏈的新特点。

本文主要是討論这些新的事实,它們似乎表明:我們實驗中所用的 π 介子束在某种意义上是偏振的。这点将意味着存在某些 π 介子的空間性質,例如不化为零的自旋。另外,也似乎表明:虽然在某些实验条件下, (μe) 角分布巧妙地被証明是 $1 + a \cos \theta$ 的形式,但在別的条件下也許有更复杂的形式。

II. 曝 照

鉴于对結果之解释的可能影响,实验条件的詳細描述似乎是有用的。我們所用的 π 介子束来自参考文献[7]的图3中編号为 Nr.9 的那个管道,由該图可詳細地看到一般的实验布置。用同步迴旋加速器的 680MeV 质子束轰击 $(\text{CH}_2)_n$ 靶就发生了 π 介子,这些介子主要是由反应 $p + p \rightarrow \pi + d$ 产生的。选择能量为 307MeV 的介子(为几何条件所允許的能量間隔的寬度为 10MeV^[8])便保证了这一点。由参考文献[7]的图26可知这相当于氘峯。实际上我們的介子束是以 22° 的角度由靶发出而不是在該图中所說的 24° ; 恰在曝照之前先用一个閃爍計数器望遠鏡由磁分析直接決定峯的位置²⁾,并通过对銅吸收的

* “第二屆和平利用原子能国际會議文獻”編号 A/CONF. 15/P/1283, 羅馬尼亞,原文为英文。

† 1958年3月7日在原子物理研究所會議上宣讀的論文。

1) 我們感謝錫杜洛夫(V. M. Sidorov)和玻加切夫(N. P. Bogatchev)在使乳胶曝照和处理过程中給予的亲切帮助。

2) 我們感謝刘比莫夫(A. L. Liubimov)和他的合作者把他們的电子設備供我們使用。

测量校核了能量的绝对数值。

乳胶板是水平地放在一个有 2 厘米厚的铁壁的立方磁屏内的。在曝照过程中，乳胶堆所在处的磁场是 [8]：在屏外 ≤ 7 奥斯特，在屏内 ≤ 0.2 奥斯特。使 π 介子通过 17 厘米的铜和 2 厘米的铁（磁屏的前壁）而被减速，以保证停止在乳胶堆中的 π 介子数目达到最大。

III. 扫描与测量

将乳胶片经过 300 倍的放大（物镜 20 倍）对 $\pi - \mu$ 衰变作“面积扫描”。我们只选取了其中满足下列条件的那些衰变事例：

a) 整个 $\pi^+ - \mu^+ - e^+$ “衰变链”必须发生在同一片乳胶内。

b) $\mu - e$ 顶角离开乳胶片的任一表面之距离不能小于 20 微米。

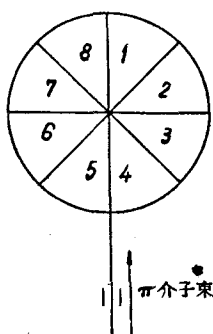


图 1

显微镜目镜的视场被四条相交 45° 的直线分成，编有号码 1 至 8 号的八个卦限（图 1），而扫描者必须作以下的手续：

1. 使卦限 1 与 8 的界线平行于乳胶片上坐标格子的 y 正方向，亦即 π 介子束进入乳胶堆时的入射方向（图 1 中的箭头）。

2. 将每个衰变事件的 $\pi\mu$ 径迹的顶角放在卦限的中心，并纪录包含 π 径迹投影的最后 50 微米和 μ 径迹投影的最初 100 微米的卦限。

3. 将 μe 径迹的顶角放在卦限的中心，并纪录包含正电子径迹投影的起端的卦限。

为了能在合理的时间内得到大量的统计，先采用以上粗糙的角分类。更细致的角测量将留到第二次扫描时做，这工作现在尚在进行中。

这样， π 介子、 μ 介子和正电子在衰变地点附近的径迹，按照它们对 π 介子束的入射方向所成的角投影被分为 8 类。径迹之一正好落在相邻两卦限的界线上的衰变事件，被另外纪录下来，下面给出的结果不包含这些衰变事件。

IV. 结 果

在大约 260,000 个停于乳胶堆内的 π 介子中，有 11953 个完整的 $\pi^+ - \mu^+ - e^+$ 衰变事件是在第一循环观察时由七片乳胶纪录的，而其中又有 3073 个事件，其 μ 介子或正电子的径迹处在卦限的分界线上，因而不考虑。在其余 8880 个事件中，又有 1354 个被舍弃了，舍弃的原因将在下面说明。因此下面要报告的是关于 7526 个衰变事件的结果。

1. 令 μ 和 ϵ 分别代表在该事件中包含着 μ 介子和正电子径迹的卦限（ μ 和 ϵ 分别是 1 到 8 的整数）。表 I 给出 μ 介子径迹在第 μ 卦限中而同时正电子径迹在第 ϵ 卦限中的衰变事件数目 $\nu_{\mu\epsilon}$ 。

显然量

$$\nu_{\mu} \equiv \sum_{\epsilon} \nu_{\mu\epsilon} \quad (1)$$

代表对各卦限积分后，相对于固定的 π 介子束的入射方向而言的 μ 介子径迹的角分布。

图 2 给出了这一分布。

为了比较各向同性分布与数据的符合程度而作的 χ^2 检验得出 $\chi^2 = 187$ 带有 7 个自由度, 即 $P_{\chi^2} \ll 10^{-5}$ 。

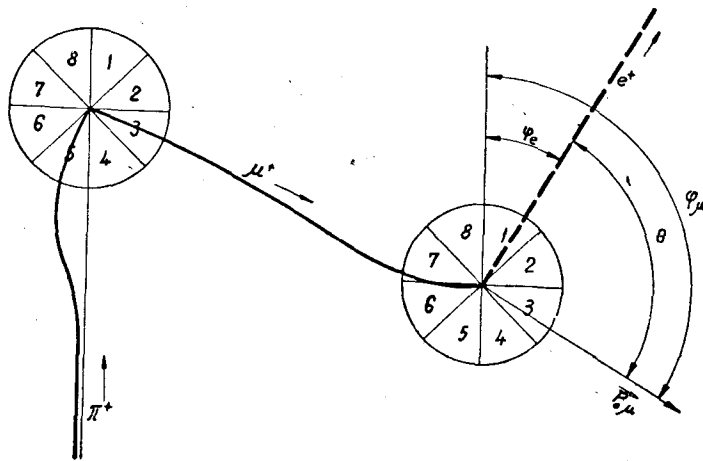


图 2

很难认为这一各向同性的缺乏是完全由扫描本底引起的; 下面是一个理由, 其它理由将在以后的一节中说明。

假定承认杜伯纳小组估计的扫描本底 [4], 则说明只在小于 40° 的角度才存在本底, 即只在都张开 45° 角的第 1 和第 8 卦限才存在本底。这样, 丢弃可能存在本底的第 1 和第 8 卦限, 在其余的卦限中应该是各向同性的分布。但 χ^2 检验仍给出显著的否定结果 ($\chi^2 = 35.4$ 有 5 个自由度, 即 $P_{\chi^2} < 10^{-5}$)。

由“前后不对称性系数” b 和“左右不对称性系数” c 可以了解到各向异性的情形。这些系数是

$$\begin{aligned} b &\equiv 2 \frac{N_F - N_B}{N} = -0.116 \pm 0.023, \\ c &\equiv 2 \frac{N_L - N_R}{N} = +0.007 \pm 0.023 \end{aligned} \quad (2)$$

上式中的符号具有通常的意义。

在这次实验和我们以前的乳胶堆(见附录 A)中发见的“左右不对称性”的缺乏(在以前的一个乳胶堆中还发现上下不对称性也不存在 [2])是和最近的实验结果 [5, 6] 很好地符合的, 在最近这次实验中专门地寻找了由 π 介子束的横向偏振引起的不对称性。

另一方面, 文献 [5] 和 [6] 描述的五个实验中, 唯一一对纵向偏振灵敏的实验, 即由 τ 衰变发生的 $(\pi\mu)$ 角的分类, 在统计范围以内和我们从两个乳胶堆获得的 b 值很好地吻合。同样, 鉴于他们的统计性很差, 不能认为文献 [9] 和 [10] 所报告的不存在“前后不对称性的结论和我们的结果不符”。

文献 [4] 提出了迄今最丰富的资料, 关于这个资料的未经校正的数据也是和我们上述的 b 值一致的。

1) 计入 1354 个被丢弃的衰变事件, 并不改变不等式 $P_{\chi^2} \ll 10^{-5}$ 。

这里,我們不能与参考文献[4]的经过校正的数据作比較,因为它所提到的統計誤差显然是估計过低了的。

虽然很难直接比較由泡室和由乳胶得到的結果,但似乎值得指出:阿尔斯頓(Alston)等[11]及阿柏兴(Abashian)等的数据和我們的数据并无明显的分歧。

必須指出对于各向同性的彼尔逊(Pearson)几率乃是测量所給的事例是否偏离各向同性的唯一适用的客观标准。即使前后、左右和上下等“不对称性系数”等于零,也不能証明各向同性;例如,甚至对于象迴轉椭圆那样非常各向异性的分布,这三个系数同时都等于零。

这样,以前我們关于 $(\pi\mu)$ 角分布缺乏各向同性的結論,得到了強烈的支持。在接着要发表的一篇文章中将作定量的討論,并特別注意到扫描本底的問題(又参考附录A)。

2. 用一个量 $a' \approx a$ (見附录B) 来初步地粗略估計在我們的 (μe) 衰变事件中的前后不对称性,我們得到

$$a' = +0.004 \pm 0.023 \quad (3)$$

这說明实际上 $a = 0$ 。这个結果并不說明我們的 (μe) 分布是各向同性的。

正相反,在附录C中描述的我們的正电子相对于 π 介子束入射方向的強烈的各向异性,証明 (μe) 角分布实质上是各向同性的,只有当两个分布都是各向异性时,它們的迭合才会是各向异性的。显然迭合 $(\pi\mu)$ 分布和 (μe) 分布就得到 (πe) 分布。从我們的数据中我們不能精确地得到 (μe) 分布,而只能得到它的一个近似(見附录B)。对这一近似分布作各向同性的 χ^2 —检验,得到 $P_{\chi^2} < 0.01$ 。这表明近似分布是各向异性的。我們不必由此来推断精确分布的各向异性,因为以上的一般性的論証已严格地証明了这一点。

比較 (πe) 及 $(\pi\mu)$ 分布的彼尔逊几率(見附录C及IV.1节),可見 (πe) 角关联弱于 $(\pi\mu)$ 角关联,从迭合过程这是可以預期的:

$$P_{\chi^2}(\pi e) = 2 \times 10^{-5} \text{ 和 } P_{\chi^2}(\pi\mu) \ll 10^{-5},$$

$$\chi^2(\pi e) = 32.7 \text{ 和 } \chi^2(\pi\mu) = 187 \text{ 两者都有 7 个自由度。}$$

这样,文献[3]所提出的对别的作者的異議不适用于我們的情形。关于畸变偏差也是如此,因为,偶然地,我們的第一个乳胶堆曾經在相反两方向的 π 介子照射下曝照,而两个入射束給出了全同的角分布。

$a = 0$ 这一事实可能是由于所用乳胶的特殊性質、和同 π 介子的产生相关的条件[13,14,15]以及(或者)某些迄今沒有估計到的因素。

对七个观察者的数据,計算了部分的 a' 值,发现按照周維納(Chauvenet)准則[16]这些 a' 值中的一个数值應該丟弃(詳情見附录B)。于是,如前所述,1354个衰变事件(乳胶片Nr.4)被捨弃了,而在(3)式中所給的 a' 值不包含这些事件。

3. 至今报告过的 (μe) 角分布是沒有顧及 μ 介子及其母亲(π 介子)的角度的。由于对 $(\pi\mu)$ 角度的特殊兴趣,我們对这样一批衰变事件作了关于 μ 介子——正电子角投影分布的研究(图3),在这些事例中,最后衰变成 μ 的那个 π 介子是来自給定的卦限 μ 的(图3)。

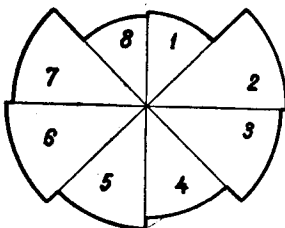


图3 $(\pi\mu)$ 分布,

讓我們用下列符号:

$g(\varphi_\mu)d\varphi_\mu = \mu$ 介子处在 φ_μ 与 $\varphi_\mu + d\varphi_\mu$ 間的几率;

$f(\varphi_e; \varphi_\mu)d\varphi_e = \mu$ 介子在 φ_μ 而它所产生的正电子则处在 φ_e 与 $\varphi_e + d\varphi_e$ 之間的几率;

$h(\theta; \varphi_\mu)d\theta = \mu$ 介子在 φ_μ 而它所产生的正电子则处在 θ 与 $\theta + d\theta$ 之間的几率。

通常假定 h 不含有作为参量的 φ_μ , 而具有 $1 + a \cos \theta$ 的形式。这将是上述更加一般的分布的特例。下面要报告的结果指出: 应该认真地考虑到 h 与 φ_μ 的关系。

显然通常的量 $h(\theta)$ 由下式给出

$$h(\theta)d\theta = d\theta \int_0^{2\pi} h(\theta; \varphi_\mu)g(\varphi_\mu)d\varphi_\mu \quad (4)$$

必须指出通常被接受的形式 $h(\theta) = \text{常数} \times (1 + a \cos \theta)$ 与 $h(\theta; \varphi_\mu) = 1 + a(\varphi_\mu) \cos \theta$ 并不矛盾, 但不一定要求 $h(\theta; \varphi_\mu)$ 具有这样的形式。

表 I 量 $\nu_{\mu e}$

	1	2	3	4	5	6	7	8	
1	84	94	101	85	69	101	103	85	722
2	128	135	141	122	135	139	140	156	1096
3	133	154	146	117	141	125	119	118	1053
4	111	130	103	99	108	114	115	99	879
5	104	119	132	102	124	136	131	113	961
6	133	127	152	126	105	139	137	168	1087
7	134	147	127	120	112	143	124	123	1030
8	76	113	91	67	70	101	99	81	698
	903	1019	993	838	864	998	968	943	7526

第 μ 界限的 (μe) 极直方图

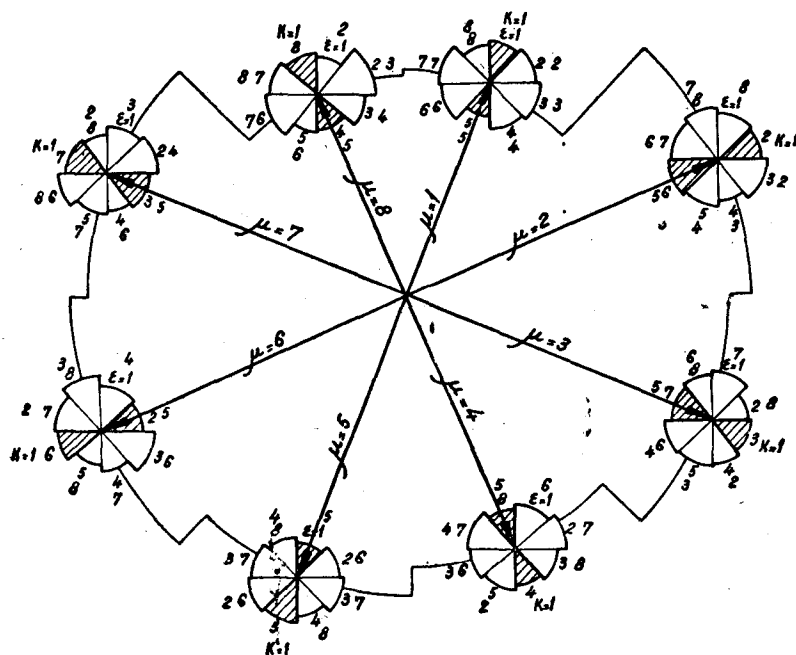


图 4