

科学技术简报和经验交流

π^- 介子星裂能谱仪*

唐孝威

1. 前 言

研究高能核反应产生 π 介子的特性是实验介子物理学的重要任务。例如,在不同能量入射粒子打靶时测量各个角度上产生的 π 介子能谱,就是了解反应机构必不可少的实验。

通常用磁谱仪来量 π 介子能谱。这种测量可以比较细致,但是使用磁谱仪时有许多技术上和物理上的困难。首先是磁铁设备大,不但费用大,而且笨重。为了避免庞大的磁铁靠近粒子束起见,磁谱仪对靶子所张的立体角总是很小;而立体角的绝对值也很难准确定出。测量大角度或小角度的能谱,更非易事。

π 介子是不稳定的,它在被探测之前有一部分衰变,因而数目减少。衰变产生的 μ 介子以及 μ 介子衰变产生的电子,又可被谱仪所记录。特别是,在谱仪磁场范围内 π 介子衰变的影响是很难计算的,所以实验准确度很差。这个问题在测量低能 π 介子时更加严重。

最近提出的星裂探测器^[1]是一个新型的原子核探测器。本文要指出,这种星裂探测器可以用做负 π 介子能谱仪。下面就讨论它的原理和性能。

2. 星裂能谱仪原理

π^- 介子在射程末端大多数为原子核吸收,引起星裂,少数衰变。星裂探测器是用调节探测阈的方法,只探测闪烁晶体中大能星裂的脉冲;因而只选择记录停止在晶体中的 π^- 介子,对其他粒子则不灵敏^[1]。

星裂探测器的结构,在文献[1]中已经说明。仪器前面有远距控制的可变厚度的吸收片,来使介子慢化而停止在闪烁晶体中。仪器中用符合方法去除可能的本底。实验时可改变吸收片的厚度并测量计数,便知道具有不同射程(即不同能量)的 π^- 介子数,从而量得 π^- 介子的能谱。

图1是星裂探测器对能量170兆电子伏的 π^- 介子的反应曲线。吸收片用碳, π^- 介子平均射程是62.5克/厘米²碳,反应峰宽度只有6.5克/厘米²碳。所以星裂探测器是满足用作能谱仪的一些基本要求的:第一,参数 t (吸收片厚度)是介子能量 E 的单值函数。第二,能量分辨本领好。第三,探测效率相当高^[1]。

* 1960年11月16日收到。

除了在晶体中停止的 π^- 介子产生星裂外, 飞行透过晶体的 π^- 介子也有一定 (但很小) 的几率产生星裂, 这就造成图 1 中反应峰左方的本底。显然, 选择谱仪结构, 使得这种本底愈小愈好, 是设计中应注意的问题。

3. 分辨率和效率

在一定材料的吸收片中, 单能 π 介子 ($E = E_0$) 平均射程是 R 。由于电离过程的统计性, 射程具有一定的分布。射程是 x 到 $x + dx$ 的介子的几率是:

$$f(x)dx = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Gamma_0} e^{-\left(\frac{x-R}{\Gamma_0}\right)^2} dx.$$

其中 Γ_0 相当于射程统计起伏宽度。能谱仪所用品体厚度是 d , 吸收片厚度用 t 表示; d 、 Γ_0 、 t 和 R 都要化到同一种物质的厚度。用能谱仪测得单能介子的特性曲线是 $\varphi_1(R, t)$ 。

我们叫 π^- 介子束强度是 N_0 , 能谱仪对每个停止在晶体中的 π^- 介子记录效率是 ϵ_1 , 吸收片对一定能量 π^- 介子的核作用吸收系数是 $\mu(E)$, 吸收片中介子慢化, 因而 μ 处处不同。

$$\varphi_1(R, t) = \int_t^{t+d} \frac{N_1 \epsilon_1}{\sqrt{\pi}\Gamma_0} e^{-\left(\frac{x-R}{\Gamma_0}\right)^2} dx.$$

其中在 $\Gamma_0 \ll R$, $d \ll t$ 时 $N_1 \cong N_0 e^{-\int_0^R \mu(t) dt}$, 更仔细时还应考虑多次散射的因素。上式中

$$\int_0^R \mu(t) dt = \int_0^{E_0} \mu(E) \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE.$$

这里面 $\mu(E)$ 和能量损失 $\frac{dE}{dx}$ 都是实验上已知的。前式用误差函数 $\text{erf}(x)$ 表示时, 得到

$$\varphi_1(R, t) = \frac{N_1 \epsilon_1}{2} \left[\text{erf}\left(\frac{t+d-R}{\Gamma_0}\right) - \text{erf}\left(\frac{t-R}{\Gamma_0}\right) \right]. \quad (1)$$

计数数目在厚度 d 增大时增加, 而当晶体厚度很大于射程起伏以后, 就不再增加。这时会得到台形分布函数, 高度 $N_1 \epsilon_1$ 是常数, 宽度基本上决定于 d 。曲线中央点的位置并不在

$$t_M = R, \quad \text{而在 } t_M = R - \frac{d}{2}.$$

实用的能谱仪中晶体厚度较射程起伏为小, 特性曲线可以近似地用高斯曲线描写, 它的宽度是 1.67Γ 。 Γ 中包括了 Γ_0 和 d 的总效果。可见星裂能谱仪中决定反应峰宽度的因素是: 1) 介子射程起伏; 2) 晶体厚度; 3) 介子束能量原有分布。能谱仪分辨率 $\delta \cong 1.67\Gamma/R$ 。晶体太厚时, 能量靠近的能线便不能很好分开。

π^- 介子透过晶体时飞行生星的本底曲线则是 (在 d 不大时):

$$\varphi_2(R, t) = N_0 e^{-\int_0^R \mu(t) dt} (1 - e^{-a(t)d}) \epsilon_2, \quad (2)$$

其中 a 是介子在晶体中产生飞行星裂的吸收系数, ϵ_2 是能谱仪对每个飞行星裂的记录

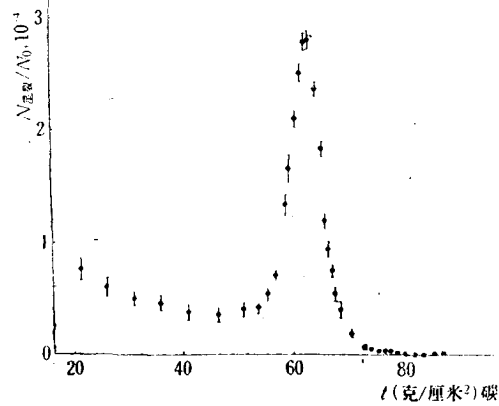


图 1 对单能 (170 兆电子伏) π^- 介子的反应曲线。

效率。\$t'\$ 是变数 \$t\$ 的换写。

反应峰和本底二部分面积比值是 \$\eta\$。为分析能谱起见,要求 \$\eta\$ 尽量大而仍旧保持高的反应峰。从式(1)、(2)可算出, \$\eta\$ 随着介子能量减低而很快增加;所以星裂能谱仪最好用于分析低能 \$\pi^-\$ 介子的能谱,例如 100 兆电子伏或较小能量的介子。调节晶体厚度 \$d\$ 也可以改善 \$\eta\$。

能谱仪的效率是记录的介子数和打入能谱仪的介子数之比。在吸收片厚度一定时,对单能 \$\pi\$ 介子的效率 \$\epsilon(R, t) = \varphi_1(R, t)/N_0\$。星裂能谱仪的总效率 \$\epsilon\$ 可以简单地用它的积分值来表示:

$$\epsilon \equiv \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \varphi_1(R, t) dt.$$

我们用文献[1]中的星裂探测器测得对单能 \$\pi^-\$ 介子的性能如下:对于 67 兆电子伏的 \$\pi^-\$ 介子束, \$\delta \approx 11\%\$, \$\epsilon \approx 20\%\$, \$\eta \approx 5\$。对于 170 兆电子伏的 \$\pi^-\$ 介子束, \$\delta \approx 8\%\$, \$\epsilon \approx 10\%\$, \$\eta \approx 1\$。

4. 能谱分析

测量介子能谱的手续也是改变 \$t\$, 测量相应的计数, 求得反应曲线 \$N(t)\$。介子在吸收片中平均射程 \$R\$ 和介子能量 \$E\$ 一一对应, 最大平均射程 \$R_M\$ 对应于能谱最大值 \$E_M\$。我们知道, \$\pi\$ 介子能谱 \$F(E)\$ 及其按射程的分布 \$G(R)\$ 间的关系为

$$F(E)dE = G(R)dR.$$

对于能量小于 200 兆电子伏的 \$\pi\$ 介子, 可利用简单的近似公式 \$R = cE^{1.5}\$, 其中 \$c\$ 决定于吸收片材料。所用纯碳, 密度 \$\rho = 1.73\$ 克/厘米\$^3\$。在 \$R\$ 用克/厘米\$^2\$ 表示, \$E\$ 用兆电子伏表示时, \$c = 0.029\$ (兆电子伏)\$^{-1.5}\$ 克/厘米\$^2\$。这时可求出

$$F(E)dE = 0.14 G(R) \sqrt[3]{R} dR. \quad (3)$$

同单能 \$\pi\$ 介子的情形一样, 连续谱的反应曲线 \$N(t)\$ 是停止介子生星的部分和飞行生星的本底部分的迭合, 即

$$N(t) = \int_0^{R_M} G(R) \varphi_1(R, t) dR + \int_0^{R_M} G(R) \varphi_2(R, t) dR. \quad (4)$$

从此式出发, 用上节末列举的性能数值, 并且利用已有的 \$\mu(E)\$ 实验值后[2], 可以计算能谱仪对连续谱的反应曲线。图 2 是测出的 \$\pi^-\$ 介子能谱的示意图。其中 \$F(E)\$ 表示给定的 \$\pi\$ 介子能谱形状, \$N(t)\$ 表示反应曲线。可以看出, 连续谱并不因为存在本底部分而乱成一片。当从实验曲线反过来推求 \$F(E)\$ 时, 最精确的方法是根据单能介子特性曲线, 进行连续近似计算。

对于正常的反应曲线, 处理时还要加上校正: 第一, 能谱仪效率的校正; 第二, 把能谱从射程的尺度换算到能量尺度; 第三, \$\pi\$ 介子在能谱仪前衰变损失的校正。这一项可以简单讨论如下:

对单能 \$\pi\$ 介子, 令在靶处产生数为 \$n_0\$, 靶和能谱仪相距 \$L\$, 容易算出打到能谱仪的介子数 \$n\$。\$\pi\$ 介子速度 \$v\$, \$\beta \equiv \frac{v}{c}\$, \$c\$ 是光速。\$\pi^-\$ 介子在自身坐标中衰变的平均寿命是

$\tau_0 (= 2.56 \times 10^{-8}$ 秒), 在实验室坐标中寿命是 τ , $\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$. 如不考虑 π 介子在空气中
 中的能耗及由于核作用的损失, 则

$$n = n_0 c \frac{-\sqrt{1-\beta^2} L}{\beta c \tau_0}$$

所以从靶上飞出的原有 π 介子能谱 $F_0(E)$ 和打上谱仪的能谱 $F(E)$ 的关系是:

$$F(E) = F_0(E) c \frac{-\sqrt{1-\beta^2(E)} L}{\tau_0 \beta(E) c} \quad (5)$$

5. 结 论

上面简单讨论了 π^- 介子星裂能谱仪的性能.

这里顺便要指出, 按照电离的差别来甄别和选择粒子, 是一种普通的实验方法. 所用的晶体好象是“固体电离室”. 晶体反应时间比起气体电离室来要快, 对快粒子的阻止也更有效; 但是晶体发光光量对粒子能量常有非线性. 在文献 [1] 中我们报告了一种“停止粒子探测器”的研究, 并且应用它来测定了 μ 介子的射程.

星裂能谱仪的优点是: 第一, 结构简单, 操作方便, 只要装配一个带有吸收片的闪烁计数器望远镜, 便可工作. 和磁谱仪相比, 可节省大量钢铁和线圈; 第二, 虽然实验室中其他粒子本底大, 但由于星裂能谱仪对它们不灵敏, 可以放得离靶子较近, 所以立体角较大, 测量时间也就可少. 例如 π^- 介子强度是 10^3 /秒时, 测出一条能谱只要 15 分钟左右; 第三, 星裂能谱仪对 μ 介子和电子不灵敏, 选择系数 K 可大于 $30^{[1]}$. π 衰变产生的 μ 介子以及 μ 衰变产生的电子都不会记录下来, 只记录停止的 π^- 介子. 这较之磁谱仪来, 校正时准确度大大提高.

星裂能谱仪的缺点是, 它只限于测量 π^- 介子的能谱, 而不能用于测量 π^+ 的能谱.

总之, 星裂能谱仪对高能物理实验是有实用价值的. 最近作者提出这个建议以后, 联合原子核研究所所有人准备根据这原理来测量 680 兆电子伏质子轰击氩靶所产生负 π 介子的能谱.

这个短文是在联合原子核研究所完成的. 作者对苏联布罗高什金同志 (Ю. Д. Прокошкин) 和杜纳耶切夫同志 (А. Ф. Дунайцев) 在有关星裂探测器研究中^[1,2] 的共同合作, 致以衷心的感谢.

参 考 文 献

- [1] А. Ф. Дунайцев, Ю. Д. Прокошкин, Тан Сяо-вэй (唐孝威): Отчёт ОИЯИ-Д 463 (1960) Дубна.
 [2] А. Игнатенко et. al. Доклады АН СССР 103 (1955) 395.
 [3] 唐孝威等, 在 1959 年国际高能仪器会议上的报告. (日内瓦). (报告集 592 页)

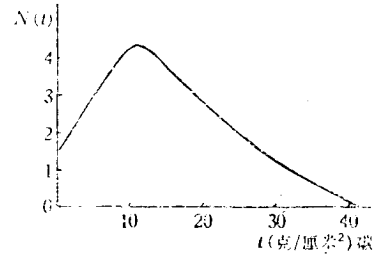
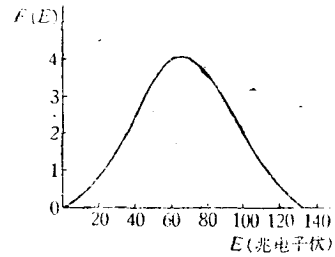


图 2 对有能谱的 π 介子的反应曲线
(见文中说明)