

用单边反相耦合环饋送高频电时,就能够解决电压比变动时阻抗随之变动的問題。单边反相耦合环饋送是由一根饋綫,饋送高频电到二个耦合环上,这二耦合环是按照电流相位相反的位置按装在共振綫上的,这就使得加在D形盒上的电压仍是异相的,并且工作于下频率。原理图和耦合环位置图如图7,8。

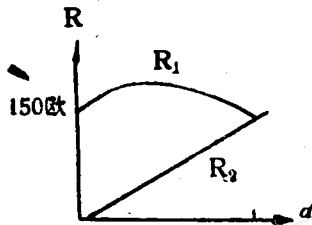


图 6

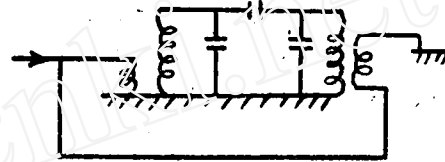


图 7

其阻抗显然为双边阻抗的并联值,并且在 $\alpha$ 由0.5至1之間阻抗几乎不变,都在60欧姆左右。

我們并进行了带束工作的实验,在弧流不大的情况下,当D电压为56+56千伏,内靶得到束流 $9 \times 20$ 微安时,这一实验证明在脉冲工作和連續工作时高频机改为单边饋送是完全可能的。

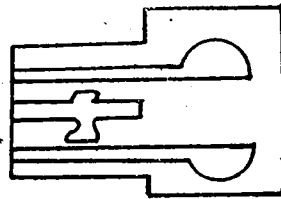


图 8

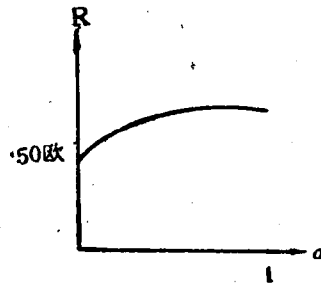


图 9

## 質子吸收負 $\pi$ 介子的实验

联合原子核研究所中国工作组

### 一、引 言

負 $\pi$ 介子慢化后停止在氫中,被質子吸收。这是一种基本的介子反应。研究这个反应的目的,是要了解零能量 $\pi$ 介子和核子間的相互作用。

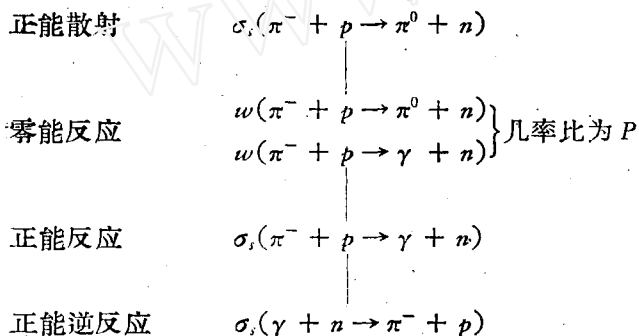
慢化了的負 $\pi$ 介子在被質子吸收前,先經過介子原子的中間状态<sup>[1]</sup>:負 $\pi$ 介子取代氫原子的軌道电子而形成小型的中性体系。这个介子氫原子在形成后从激发态跃迁到基态。負 $\pi$ 介子被質子吸收时,已是落在K軌道上之后(S状态)。因之相互作用是在“零能量”时发生的。

負 $\pi$ 介子吸收反应的二个分枝是:介子俘获和輻射俘获<sup>[2]</sup>。



$p$  和  $n$  分別是質子和中子。 $\pi^0$  介子在短時間內衰變為二個  $\gamma$  光子(平均壽命  $< 10^{-15}$  秒), 所以實驗上量到的是屬於這二個分枝的二羣中子和二羣  $\gamma$  光子。介子俘獲產生的  $\pi^0$  介子, 總能量  $U$  為 138 百萬電子伏。它衰變生成的  $\gamma$  綫的微分能譜  $f(E_\gamma)$  是分布在下限  $E_{\gamma m}$  到上限  $E_{\gamma M}$  之間的平台。 $E_{\gamma m} = 55$  百萬電子伏;  $E_{\gamma M} = 83$  百萬電子伏。二個  $\gamma$  光子間有角關聯, 最小關聯角度  $157^\circ$ 。輻射俘獲產生單能  $\gamma$  光子, 能量為 129 百萬電子伏。

用唯象的分析, 可以將正能量的基本反應( $\pi N$  散射,  $NN$  碰撞產生  $\pi$  介子, 光生  $\pi$  介子)連系起來, 而零能量反應則是連系的中樞。在這種分析中只要用到細致平衡和電荷無關的原則。例如, 正能  $\pi^- p$  散射和光生  $\pi$  介子反應, 可以用負  $\pi$  介子吸收反應連系起來:



其中  $w$  是反應幾率,  $\sigma_s$  是反應截面 ( $S$  波)。於是二個正能反應的連系是<sup>[3]</sup>:

$$\sigma_{\pi^- p \rightarrow \pi^0 n} = P \frac{2P_\gamma^2}{P_\pi^2} \sigma_{\gamma n \rightarrow p \pi^-}$$

這裡  $P_\gamma$  和  $P_\pi$  是光生介子的反應, 在質心坐標中  $\gamma$  和  $\pi$  的動量。

## 二、潘諾夫斯基比值數據的討論

負  $\pi$  介子被質子吸收的反應, 最早曾為潘諾夫斯基等人研究過<sup>[2]</sup>。二個分枝的比值, 通常稱為潘諾夫斯基比值 ( $P$ )。

$$P \equiv \frac{\text{介子俘獲幾率}}{\text{輻射俘獲幾率}}$$

由於這個反應對了解  $\pi N$  作用很重要, 所以以後曾有庫納 (Kuehner) 等<sup>[4]</sup>、凱塞爾士 (Cassels) 等<sup>[4]</sup> 及馬歇爾 (Marshall) 等<sup>[3]</sup> 人進行測定。但是他們得到的  $P$  值彼此差別很大:

潘諾夫斯基	(1951)	(電子對能譜儀)	$P = 0.94 \pm 0.20$
庫納	(1957)	(電子對能譜儀)	$P = 1.60 \pm 0.17$
凱塞爾士	(1957)	(全吸收 $\gamma$ 譜儀)	$P = 1.50 \pm 0.15$
馬歇爾	(1958)	(全吸收 $\gamma$ 譜儀)	$P = 1.87 \pm 0.10$

他們都是用  $\gamma$  能譜儀測量二羣  $\gamma$  射綫產額的比例。另一方面, 曾經利用近閾處光生介子反應截面和正能量  $\pi N$  的  $S$  波散射的相移值, 在唯象分析中推出  $P$  值為 2.43<sup>[3]</sup>。它比所有的實驗值大得多。二者間的差異, 曾經是  $\pi$  介子物理中的一個困難。

我們分析了這些實驗, 指出它們的可靠性不大。特別指出了, 最新的由馬歇爾<sup>[3]</sup> 等人進

行的测量, 由于分析数据中的错误, 结论是不正确的。马歇尔等用电子加速器的电子束校正了计数管的效率。他们认为, 从能量 55 百万电子伏起, 计数效率为 100%。55 百万电子伏正是  $\pi^0$  介子衰变所生  $\gamma$  谱的下限, 因而对于二羣  $\gamma$  光子都不必加入计数管效率的改正。实际不然, 对于电子的校正曲线完全不能用于  $\gamma$  光子。对  $\gamma$  光子的效率  $\epsilon$  必须从电子曲线来计算如下。

每个高能光子 (能量为  $E_\gamma$ ) 在全吸收  $\gamma$  谱仪中转化为正负电子对。这对电子有确定的能谱分布。微分分布函数是  $F(E_c) = \frac{K}{E_\gamma}$ ,  $0 \leq E_c \leq E_\gamma$ ,  $K$  是一常数。令  $\epsilon(E_\gamma, E_c)$  是对能量为  $E_\gamma$  的  $\gamma$  光子产生一对电子对, 其能量确定在  $E_c$  及  $E_\gamma - E_c$  之间的探测效率。  $\epsilon_+(E_c)$  及  $\epsilon_-(E_c)$  是对能量为  $E_c$  的 (正、负) 电子的探测效率, 它由实验测量得到。  $\epsilon_\gamma(E_\gamma)$  是对能量为  $E_\gamma$  的  $\gamma$  光子, 产生所有可能能量分配的电子对的平均探测效率。

$$\epsilon(E_\gamma, E_c) = 1 - [1 - \epsilon_+(E_c)][1 - \epsilon_-(E_\gamma - E_c)]$$

$$\epsilon_\gamma(E_\gamma) = \frac{\int_0^{E_\gamma} \epsilon(E_\gamma, E_c) F(E_c) dE_c}{\int_0^{E_\gamma} F(E_c) dE_c}$$

用这公式, 从实验  $\epsilon(E_c)$  曲线, 可以计算出  $\epsilon_\gamma(E_\gamma)$ 。其结果如图 1。可以看出, 正是由于对于介子俘获产生的  $\gamma$  光子羣效率, 需要加上很大的改正, 因而, 马歇尔等人的结论是错误的。

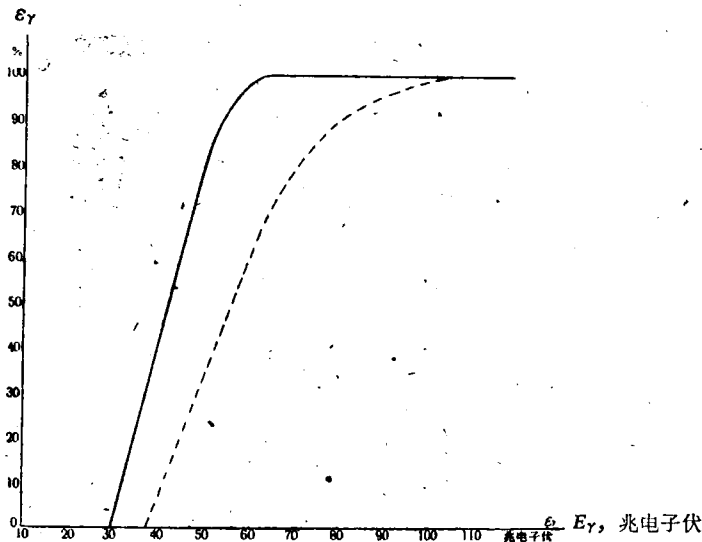


图 1 马歇尔所用计数管的效率。实线是他们用电子束测得的效率, 虚线是我们计算的对于  $\gamma$  射线的效率。

### 三、实 验

1958 年起, 联合原子核研究所的道瓦采夫 (Дуоасцев), 普罗柯希金 (Прокошкин), 唐孝威, 哈却都拉扬 (Хачатурян) 等<sup>[5]</sup> 用和前人不同的方法开始了  $P$  值的测量。

联合原子核研究所 680 百万电子伏同步回旋加速器产生的 67 百万电子伏负  $\pi$  介子, 慢化后停留在液氙靶中。  $\pi^-$  吸收后所生的  $\gamma$  射线, 用  $\gamma$  望远镜及铅契仑科夫计数器记录。介子俘获与辐射俘获之比值, 用符合法及望远镜计数来定出。  $\pi$  介子的能量, 每次实验前用星芒计数器进行测量<sup>[6]</sup>。望远镜和计数器的效率, 用高能电子束专门测定。

实验的具体安排如图 2 所示。这个实验和前人不同之处是，直接从符合法得到  $P$  值，而不必测量和分析  $\gamma$  能谱。下面是简单的关系式：

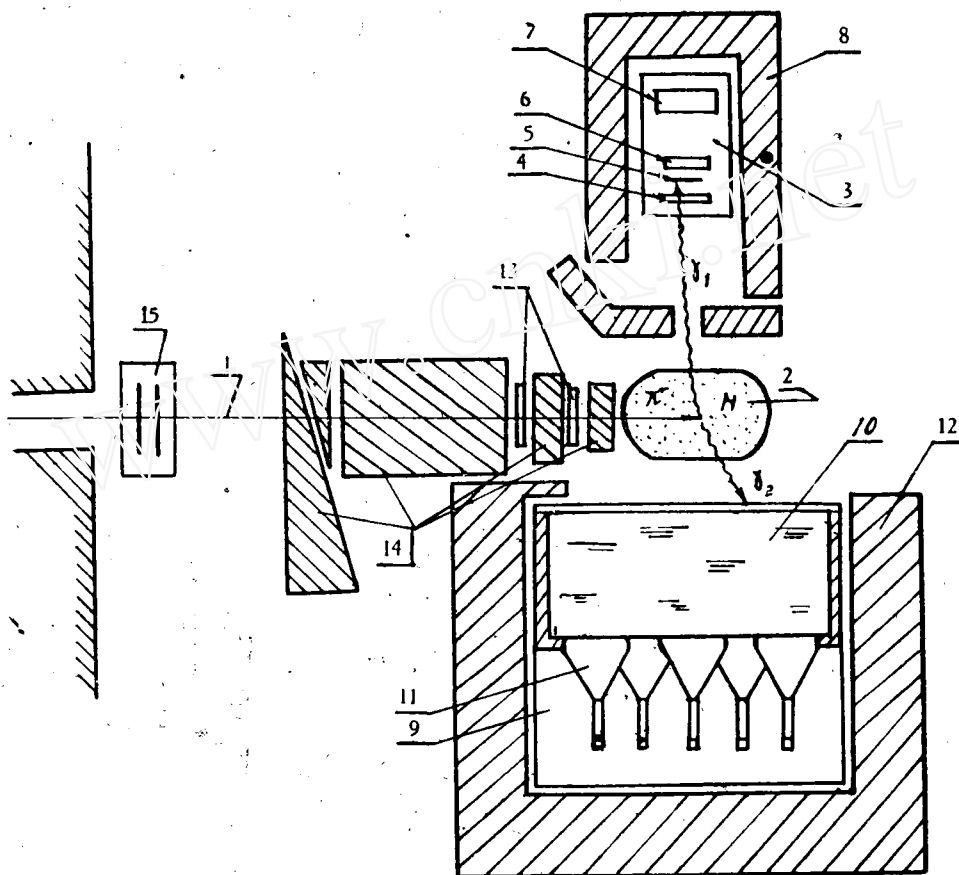


图 2 用  $\gamma$ - $\gamma$  方法测量潘诺夫斯基比值

- |                |                    |                     |
|----------------|--------------------|---------------------|
| 1— $\pi^-$ 介子束 | 2—液氢靶              | 3—低阈值的 $\gamma$ 望远镜 |
| 4—反符合晶体        | 5—铅转化片             | 6—闪烁晶体              |
| 7—契伦科夫计数器      | 8—铅屏蔽              | 9—大契伦科夫计数器          |
| 10—铅玻璃         | 11—光电倍增管           | 12—铅屏蔽              |
| 13—监察器         | 14— $\pi^-$ 介子的慢化片 | 15—电离室              |

$n_2$  是介子俘获分枝产生的  $\pi^0$  介子数目。

$n_1$  是辐射俘获分枝产生的  $\gamma$  光子数目。

$\gamma$  望远镜立体角是  $\Omega$ ，效率是  $\eta(E_\gamma)$ 。对于 129 百万电子伏的单能  $\gamma$  射线，效率  $\eta = \eta_1$ 。契伦科夫计数器只用于符合，它对于介子俘获分枝的  $\gamma$  光子效率是  $\epsilon(E_\gamma)$ 。

在同一时间内，符合数是  $N_{cc}$ ， $\gamma$  望远镜总计数是  $N_2$ 。从它们的比值可求出  $P$ 。

$$P = \frac{n_2}{n_1}$$

$$N_{cc} = \frac{\Omega}{4\pi} \int_{E_{\gamma m}}^{E_{\gamma M}} 2n_2 f(E_\gamma) \epsilon(U - E_\gamma) \eta(E_\gamma) dE_\gamma,$$

$$N_2 = \frac{\Omega}{4\pi} \left[ n_1 \eta_1 + \int_{E_{\gamma m}}^{E_{\gamma M}} 2n_2 f(E_\gamma) \eta(E_\gamma) dE_\gamma \right],$$

令

$$I \equiv \int_{E_{\gamma m}}^{E_{\gamma M}} f(E_\gamma) \epsilon(U - E_\gamma) \eta(E_\gamma) dE_\gamma,$$

及

$$\eta_2 \equiv \int_{E_{\gamma m}}^{E_{\gamma M}} f(E_\gamma) \eta(E_\gamma) dE_\gamma,$$

$$\frac{N_2}{N_{cc}} = \frac{n_1 \eta_1 + 2n_2 \eta_2}{2n_2 I},$$

$$P = \frac{\eta_1/2}{\frac{N_2}{N_{cc}} I - \eta_2}.$$

这里  $f(E_\gamma)$  为已知,  $\eta(E_\gamma)$  和  $\epsilon(E_\gamma)$  都需要用实验测定.

实验的初步结果, 曾经在 1959 年基辅高能会议上报告<sup>[5]</sup>.  $P = 1.2 \pm 0.3$ . 目前正在继续积累计数, 不久即将结束工作并发表最后的結果.

### 参 考 文 献

- [1] A. Wightman Phys. Rev. 77 (1950), 521.
- [2] Panofsky, Aamodt, Hadley Phys. Rev. 81 (1951), 565.
- [3] Fischer, March, Marshall Phys. Rev. 109 (1958) 533.
- [4] Cassels, Fidecaro, Wetharell, Wormald Proc. of Roy. Soc. A 70 (1957), 405.
- [5] Понтерков, 见在 1959 年国际高能会议上的报告. (基辅)
- [6] 唐孝威, 见在 1959 年国际高能仪器会议上的报告. (日内瓦)