

C, Al, Cu, Sn, Pb等原子核对高能 π^+ , K^+ 介子及质子的吸收截面* 1)

章 迺 森
(南开大学)

提 要

在联合原子核研究所同步稳相加速器上,研究了高能 π^+ 、 K^+ 介子和原子核的相互作用。利用角度式气体契连科夫速度选择器,选择出纯度约达99%的 K^+ 介子束。测量了C, Al, Cu, Sn, Pb等原子核对动量为2.72, 3.70, 4.75 БэВ/c的 π^+ 介子的吸收截面; C, Al, Cu等原子核对动量为4.75 БэВ/c的 K^+ 介子的吸收截面; C, Sn, Pb等原子核对动量为2.72 БэВ/c的质子的吸收截面。

利用光学模型,对所得的数据进行了分析。根据 π^+ 介子数据得到的原子核半径公式,与T. Bowen根据 π^- 介子的测量数据所得结果不同,而和由低能中子散射工作所得结果($R = 1.37A^{1/3} \times 10^{-13}$ 厘米)相符。根据 K^+ 介子数据得到,高能 K^+ 介子与核子相互作用全截面的平均值应为

$$\bar{\sigma}_{KN} = 16.5 \text{ 毫巴.}$$

一、引 言

高能粒子和原子核相互作用截面的测量,可以提供原子核结构的某些知识,例如核半径,核物质分布等,也可以根据粒子与原子核作用截面,通过理论分析,得出粒子与核子基本相互作用截面的间接结论。

高能电子与原子核相互作用比较系统地被人研究过^[1],也有不少工作利用低能中子散射定原子核半径^[2],但是通过高能介子核作用定原子核半径的工作,还刚开始。例如T. Bowen等,利用 π^- 介子等核作用截面来定原子核的半径^[3]。但在过去的文献中,一直还没有高能 π^+ , K^+ 介子与原子核作用截面的有关数据。原因之一,要将 π^+ , K^+ 介子从高能粒子束中分离出来,是实验上困难的问题。

我们在联合原子核研究所100亿电子伏同步稳相加速器上,进行了 π^+ , K^+ 介子核作用的研究工作。文章总结了有关原子核对 π^+ , K^+ 介子及质子等吸收截面的测量工作,分析讨论了实验结果,并将实验方法作了重点介绍。文章中所列部分数据的初步测量结果,曾在第十届国际高能物理年会上报告过^[4]。

* 1963年11月5日收到。

1) 本工作是1960—1961年在联合原子核研究所完成的。

二、 K^+ 介子束的分离

同步稳相加速器提供的次级正电荷粒子束中, 含有 π^+ , K^+ 介子和质子等。分离 π^+ 介子及质子的实验工作, 文献[5]中已作介绍。在所测动量区间, 粒子束中 K^+ 介子含量仅约为 1%。因而要分离出高纯度的 K^+ 介子, 需要比较复杂的实验技术。

有人利用电磁分离设备, 分离出较低动量的 K^- 介子束^[6]。但利用这种方法分离动量高达约 $5\text{Be}/c$ 的 K^+ 介子束, 需要十分庞大的设备和极为复杂的技术。近年来, 在高能物理中, 广泛采用契连科夫计数器^[7], 来挑选速度相差仅为千分之几的高能粒子。

我们利用由闪烁计数器、阈式气体契连科夫计数器和角度式气体契连科夫速度选择器组成的 K^+ 介子望远镜, 在动量 $2.5-5\text{Be}/c$ 区间, 选择出纯度约达 99% 的 K^+ 介子束。现就角度式气体契连科夫速度选择器的原理及结构和 K^+ 介子分离方法, 加以介绍。其余设备可参看文献[5]。

1. 角度式气体契连科夫速度选择器

利用高速带电粒子通过折射系数 n 大于 1 的介质时, 所生契连科夫辐射的辐射角 θ 不同, 来区别不同速度粒子的计数器, 称为角度式(或微分式)契连科夫速度选择器。契连科夫辐射的基本公式为

$$\cos\theta_\lambda = \frac{1}{n(\lambda)\beta},$$

其中 $\beta = \frac{v}{c}$; c 为光速; λ 为波长。

速度选择器的角度分辨率为

$$\frac{d\beta}{d\theta_\lambda} = \beta \tan\theta_\lambda = \beta \sqrt{n^2(\lambda)\beta^2 - 1}.$$

由上式可见: 当 θ_λ 小时, 即 $n(\lambda)\beta$ 接近于 1 时, 速度选择器有较好的分辨本领。在高速时, 粒子速度 $\beta \rightarrow 1$ 。因而需要使用 $n(\lambda) \rightarrow 1$ 的气体作为契连科夫辐射体。对一定动量的粒子束, 由粒子的质量分辨率公式

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{P^2}{\beta^2} \tan\theta_\lambda \Delta\theta_\lambda = \frac{P^2 \sqrt{n^2(\lambda)\beta^2 - 1}}{\beta^2} \Delta\theta_\lambda$$

也可以看出: 当 $n(\lambda)\beta$ 接近于 1 时, 使用气体契连科夫计数器, 有较好的粒子分辨本领。

气体契连科夫计数器的另一优点是, 借助改变气体辐射体的压力, 可以改变气体辐射体的折射系数。因此, 利用调节计数器中的气压, 可以选择不同速度的粒子。气体折射系数与气体密度的关系, 有洛伦兹-洛伦兹公式^[7]:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \rho K.$$

当 $n \approx 1$ 时, 对理想气体有

$$n - 1 = \frac{3}{2} \rho K = kP,$$

其中: ρ 为介质密度; P 为气体压力; K, k 为与具体介质有关的常数。

契连科夫辐射是很微弱的。考虑到光电倍增器铯铷阴极的波长灵敏范围, 在 3500 \AA

到 5000 Å 区間, 高速粒子在一厘米路程上, 給出契連科夫輻射的光子数为

$$\frac{dN}{dl} \simeq 390 \sin^2 \theta.$$

所以一般在契連科夫計数器中, 发射的光子数, 比在閃爍計数器中发射的光子数要少很多。而对于气体契連科夫計数器, θ 常选择得很小(几度), 所发射的光子数就更少, 这就更增加了其后电子学記錄系統的困难。

为了选出高能 K^+ 介子束, 利用了我們制成的角度式气体契連科夫速度选择器^[8]。这种計数器由下列几部分组成: 計数器本体, 光学系統, 光电倍增器和气体契連科夫輻射体。图 1 給出了这种計数器的結構簡图。

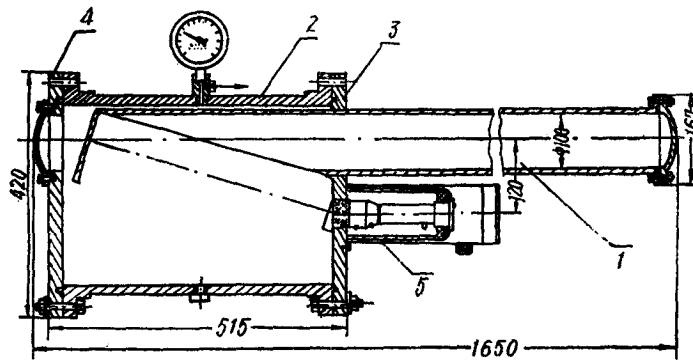


图 1 角度式气体契連科夫速度选择器結構簡图

1——气体輻射体; 2——計数器本体; 3——前盖; 4——后盖; 5——光电倍增器外套
(图中数字的单位是毫米)

計数器本体由鋼质材料制成。計数器在粒子通过处有球面窗, 窗亦为鋼质, 其厚度可随主体內所需承受的压力改換。主体部分經檢驗, 可以承受一百大气压以上的压力。主体上有充气口、气压表和保險閥。

計数器的光学系統, 主要是一个半径为 120 毫米的球面鏡, 其焦距为 $f = 400$ 毫米, 它将平行于輻射体軸綫飞过計数器內的带电粒子所发射的契連科夫輻射, 聚焦到一半径为 $R = f \tan \theta$ 的圓环上, θ 即为契連科夫輻射角。

光电倍增器平行于輻射体軸綫, 但平移了 20 厘米。光阴极前有玻璃透明窗。所用 $\Phi 3Y-24$ 型光电倍增器是經過特选的。其光阴极蓝光灵敏度大于 10 微安/流明。放大系数約 10^{7-8} 。

契連科夫輻射体可用空气、弗里昂-12 或乙烯等气体。所用气压, 根据需要的粒子速度而定。

計算表明, 当契連科夫輻射角为 $4^\circ 20'$ 时, 象的半径約为 28 毫米, 象的寬度約为 5 毫米。这寬度主要由光学系統的誤差、契連科夫輻射的色散以及粒子束本身速度和飞行方向的散度决定。在透明窗上貼一半径为 28 毫米的光狹縫, 其寬度約 10 毫米。这样光电倍增器既能接受所需要的契連科夫輻射, 又能避免不必要的光本底。

在同步穩相加速器 3 БЭВ/с 带电粒子束上, 檢驗了这种計数器的記錄效率。当計数器主体內充以 14 个大气压的空气时 ($n = 1.0038$), π^+ 介子的契連科夫輻射为 $\theta = 4^\circ 20'$ 。

在光电倍增器及其条件选择适当时,计数器对所选粒子的记录效率可达 90% 以上。

图 2 给出了角度式气体契连科夫速度选择器的粒子记录效率,随契连科夫辐射角的关系曲线。用改变计数器主体内气体的压力来改变契连科夫辐射角。

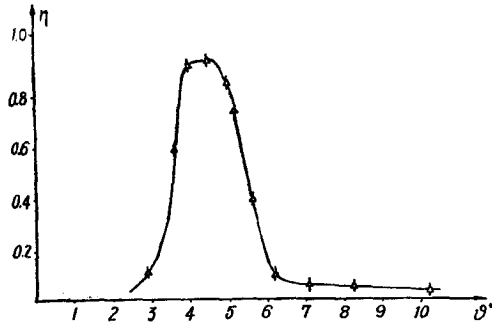


图 2 角度式气体契连科夫速度选择器角度分辨曲线
纵轴 η 为计数效率;横轴 θ 为契连科夫辐射角

由曲线可见,速度选择器对指定角度 ($4^{\circ}20'$) 的契连科夫辐射记录效率达到 96%,但对较大的,不准备记录的辐射角,仍残留有约 5% 的记录效率。这和光学系统的漫射效应,气体中可能存在的荧光效应以及某些次级效应(如 δ 电子)等因素有关。

由角度分辨曲线可以算出,速度选择器可以区别开速度分别为 $\beta_1 = 0.9951$ 和 $\beta_2 = 0.9996$ 的两种速度的粒子。也就是

说,可以分开动量直到 $5 \text{ BeV}/c$ 的 π^+ 和 K^+ 介子。

2. K^+ 介子望远镜

同步稳相加速器所提供的,动量约 $5 \text{ BeV}/c$ 的次级正电荷粒子束的成分,经过测定知道有: 质子约 72%, π^+ 介子约 25%, μ^+ 介子约 2%, K^+ 介子约 1%。在这种粒子束中,要选出纯度约达 99% 的 K^+ 介子束,需要探测设备提供 10^{4-5} 的选择比。由此可见,上述角度式契连科夫速度选择器,由于其特性曲线中高能部分残留有约 5% 的记录效率,不能满足要求。但两个这种速度选择器串列符合使用时,情况会有所改善。图 3 中给出两个这种速度选择器串列符合使用时的记录效率曲线。

实验表明,在两个角度式气体契连科夫速度选择器 Y_1, Y_2 (选择器内气压调节到使 K^+ 介子记录效率为最高的地方) 和两个闪烁计数器 S_1, S_2 符合使用,一个阈式气体契连科夫计数器 Π (计数器内气压调到 K^+ 介子速度低于契连科夫辐射阈,计数器只记录 π^+, μ^+ 介子) 反符合使用时,即由计数器 ($S_1 + Y_1 + Y_2 - \Pi + S_2$) 组成 K^+ 介子望远镜,可以在一定动量的正电荷粒子束中,选出纯度达到要求的 K^+ 介子束。

图 4 给出了使用上述方法,在同步稳相加速器 $4.75 \text{ BeV}/c$ 的正电荷粒子束中,得到的粒子分离曲线。曲线是利用改变 K^+ 介子望远镜中,角度式气体契连科夫计数器内的气压得到的。(在记录 π^+ 介子时,不用阈式计数器 Π 作反符合。)由分离曲线可见,在分离出来的 K^+ 介子束中,别种粒子或偶然符合造成的本

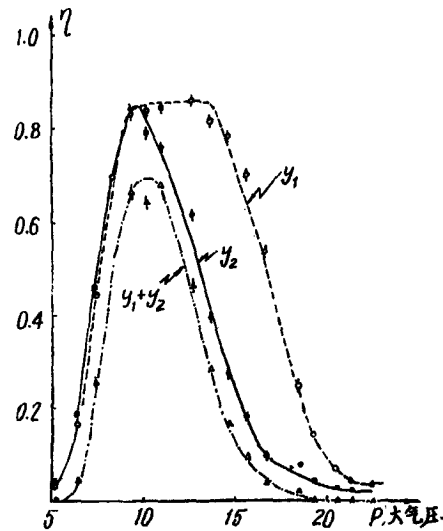


图 3 角度式气体契连科夫速度选择器 (Y_1, Y_2) 串列符合使用时,记录效率曲线

η 为记录效率; P 为主体内辐射体压力(大气压) (Y_1 中光狭缝宽度 10 毫米, Y_2 中光狭缝宽度 5 毫米)

底, 只约占计数率的 1%。就是说, 利用这种方法, 我们在 K^+ 介子原含量仅约为 1% 的粒子束中, 分离出来纯度约达 99% 的 K^+ 介子束。

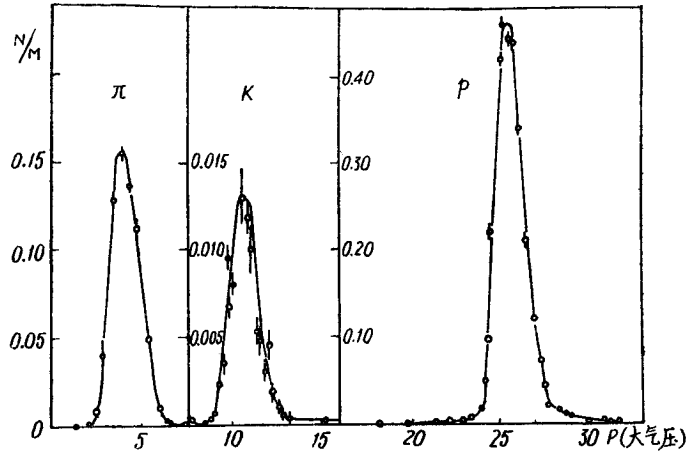


图 4 动量为 4.75 Bev/c 的正电荷粒子束的分离曲线

M 为所选动量正电荷粒子总计数; N 为所选出的粒子的计数; P 为以大气压作单位的气体辐射体压力。

分析 K^+ 介子望远镜中, 各计数器输出脉冲所使用的电子学线路是毫微秒符合-反符合线路。线路有四个符合输入道, 两个反符合输入道。分辨时间 $\Delta\tau \approx 5$ 毫微秒。线路的具体形式, 文献[5]中已作介绍。

三、吸收截面的测量

高能情况下, 吸收截面是指在所有发生的相互作用事件中, 除去衍射性弹性散射后的截面。我们用在一定几何条件下, 粒子束减弱的方法, 测量出一定立体角 Ω 下相互作用截面, 然后对衍射性弹性散射等因素进行修正, 得到吸收截面数值。

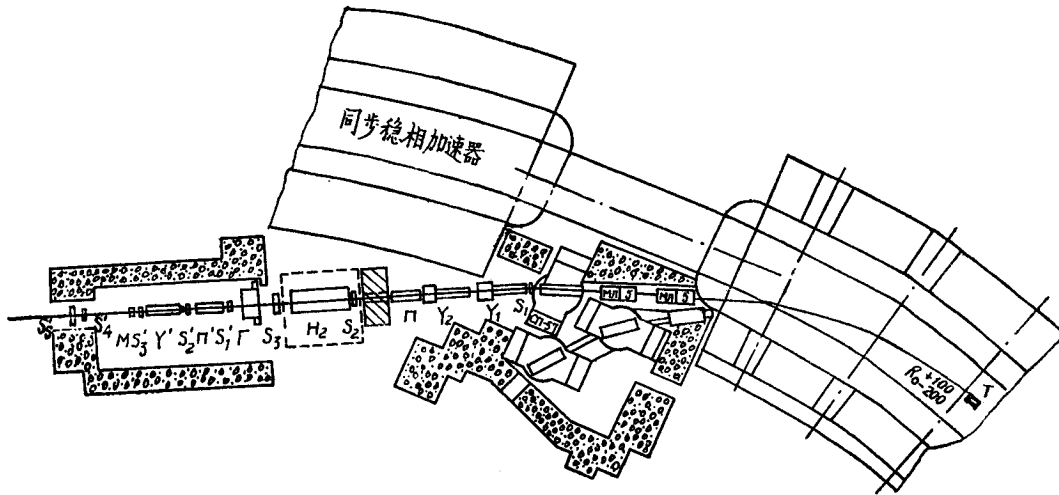


图 5 测量吸收截面所用探测设备的布置图

T 为加速器内靶; $MJL-5$ 为磁楞镜; $CI-57$ 为分析磁铁; H_2 为液体氢靶; M 为各种原子核靶; S 为闪烁计数器; Π 为阈式契连科夫计数器; Y 为角度式契连科夫速度选择器

图 5 给出了在同步稳相加速器正电荷粒子束上测量截面时所用探测设备的布置图。

在加速器正电荷次级粒子束上，布置了两组探测设备：第一组是由计数器 $S_1, Y_1, Y_2, \Pi, S_2, S_3$ 等组成 π^+, K^+ 介子的望远镜： $(S_1 + \Pi + S_2)$ 选 π^+ 介子束； $(S_1 + Y_1 + Y_2 + \Pi + S_2)$ 选 K^+ 介子束。 S_1, S_2 中的闪烁体直径为 6 厘米，相距 6 米。所选粒子束角度散度 $\Delta\theta = \pm 0.5^\circ$ 。第二组是由计数器 $S'_1, \Pi', S'_2, S'_3, S'_4, S'_5$ 等组成 π^+ 介子及质子的望远镜： $(S'_1 + \Pi' + S'_2 + S'_3)$ 选出 π^+ 介子束； $(S'_1 - \Pi' + S'_2 + S'_3)$ 选出质子束。所选粒子束的角度散度 $\Delta\theta = \pm 1.5^\circ$ 。在第一组望远镜上测量了 K^+, π^+ 介子的吸收截面。质子及部分 π^+ 介子吸收截面的数据是在第二组望远镜上测量的。由粒子分辨曲线（图 4）中极大值的位置，可以确定粒子动量的准确度达 $\pm 1\%$ 。而根据分辨曲线的半宽度，可以估计所选粒子束的动量散度 $\Delta P = \pm 2\%$ 。

各种原子核的靶长选为一个辐射长度左右，以便有相似的库仑散射。各种靶所吸收的 π^+ 介子，约占 π^+ 介子束的 10—30%。各种靶物质的纯度都大于 99%。

S_3 及 S_4 皆为直径 14.5 厘米的盘形闪烁计数器。这种计数器在靶后的位置，决定其中闪烁体对靶心的张角 Ω ，立体角 Ω 的选择，是考虑到让库仑散射、小角度弹性散射和非弹性散射等因素所决定的截面修正值较小。

图 6 给出了测量原子核对 K^+ 介子吸收截面所用的电子学线路方框图。测量对 π^+ 介子或质子吸收截面所用的线路与此类似^[5]。

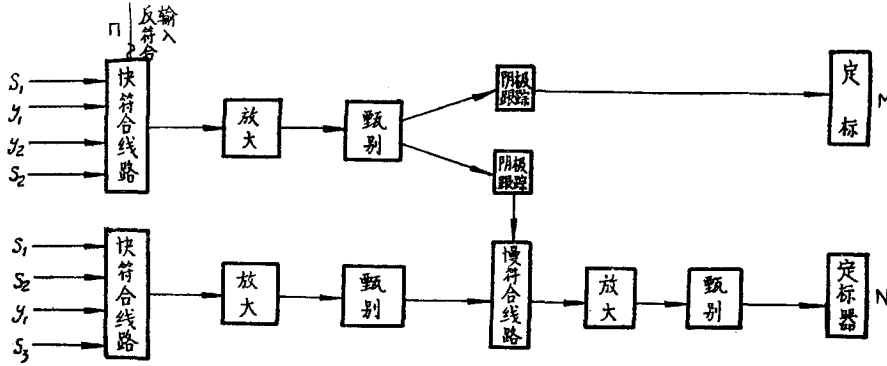


图 6 测量原子核对 K^+ 介子吸收截面所用的电子学线路方框图

轮流在有靶和无靶时，记录通过望远镜的 K^+ 介子数 M ，和通过望远镜也通过闪烁计数器 S_3 的 K^+ 介子数 N 。根据下式，再经过必要的修正后，可以得到 K^+ 介子与原子核相互作用吸收截面的结果。

$$\sigma = \frac{1}{\chi_0} \ln \frac{\left(\frac{N}{M}\right)_{\text{无靶}}}{\left(\frac{N}{M}\right)_{\text{有靶}}}$$

其中 χ_0 为单位截面积上靶内共有的原子核数目。

库仑散射的修正是根据 R. M. Sternheimer^[9] 的方法进行的。在闪烁计数器 S_3 附近，粒子束空间分布是经过实验测定的。

衍射散射的修正是按光学模型计算进行的。对重元素，这种修正约占截面数值的

5%。对碳靶, 由光学模型计算出的修正值和利用 Банник 的实验数据^[10]所得的修正值, 相互符合。

动量为 2.9 Бэв/с 的 π^+ 介子束中, μ 介子含量经核吸收方法测定, 在第一组望远镜后面附近, μ 介子约占 $3 \pm 1\%$; 在第二组望远镜后面附近, μ 介子约占 $9 \pm 2\%$ 。

关于在测量立体角 Ω 内, 非弹性散射事件的修正问题, 因为高能 π^+ 介子与原子核非弹性相互作用还没有人研究过, 没有直接数据可以引用。根据联合原子核研究所 Подгорецкий 组, 6.8 Бэв/с π^- 介子非弹性相互作用有关数据估计, 这种修正值是很小的 ($\sim 2\%$)。

表 1, 2, 3 中所列各项数据, 是经过以上必要的几种修正后, 吸收截面的数值。

表 1 各种原子核对 π^+ 介子的吸收截面

相互作用	动量(Бэв/с)	吸收截面(毫巴)
π^+ C	2.72	208 \pm 7
π^+ Sn	2.72	1299 \pm 110
π^+ Pb	2.72	1989 \pm 120
π^+ C	3.70	201 \pm 12
π^+ Al	3.70	368 \pm 19
π^+ Cu	3.70	758 \pm 64
π^+ Sn	3.70	1298 \pm 150
π^+ Pb	3.70	1996 \pm 187
π^+ C	4.75	187 \pm 8
π^+ Al	4.75	358 \pm 12
π^+ Cu	4.75	726 \pm 37
π^+ Sn	4.75	1276 \pm 80
π^+ Pb	4.75	1973 \pm 170

表 2¹⁾ 各种原子核对 K^+ 介子的吸收截面

相互作用	动量(Бэв/с)	吸收截面(毫巴)
K^+ C	4.75	136 \pm 21
K^+ Al	4.75	254 \pm 33
K^+ Cu	4.75	430 \pm 120

表 3 各种原子核对质子的吸收截面

相互作用	动量(Бэв/с)	吸收截面(毫巴)
p C	2.72	259 \pm 8
p Sn	2.72	1221 \pm 110
p Pb	2.72	1726 \pm 105

四、结果讨论

对所得 π^+ , K^+ 介子及质子与原子核相互作用吸收截面的实验数据进行分析, 可以得到以下结论。

1. 由 π^+ 介子吸收截面数据的分析可见: 原子核对 π^+ 介子的吸收截面, 随原子量 A 的增长慢于与 A 成正比。当 A 增大后, 吸收截面增长得更慢些。由 Sn 开始, 吸收截面大致与 $A^{2/3}$ 成正比。这说明在原子量高时, 原子核对 π^+ 介子已经变得几乎完全不透明了, 因而吸收截面的增长与几何截面的增长一致。

2. 由于质子与核子作用的全截面大于 π^+ 介子与核子作用的全截面, 因而可以预期, 轻原子核对质子的吸收截面, 应大于对 π^+ 介子的吸收截面。由表 1 及表 3 中 2.72 Бэв/с 的数据可以看到这一情况。由于原子核对质子透明度小, 因而吸收截面与 $A^{2/3}$ 成正比的区域, 对质子应来得早些。由表 3 可见, 原子核对质子的吸收截面随原子量的关系中, 在象 C 这样轻的原子核, 已经开始了与 $A^{2/3}$ 成正比的关系。不透明的重核(Sn, Pb)对质子的吸收截面, 不应再大于对 π^+ 介子的吸收截面, 因为此时吸收截面主要由靶核几何截面决

1) 在本文所列的 19 个数据中, 有 3 个原始数据(表 2)曾在 ЖЭТФ, 41 (1961), 38 一文中发表, 因本文总结了一个阶段的工作, 为了全面分析, 故仍列入。

定。从实验上看到的,的确如此。

3. 利用光学模型,并假定核物质为均匀球分布^[11],采取 π^+ 介子和核子作用的平均截面为 $\bar{\sigma}_{\pi N} = 29$ 毫巴^[5],根据下列吸收截面 σ_a 的公式

$$\sigma_a = \pi R^2 \left\{ 1 - \frac{1 - (1 + 2KR)e^{-2KR}}{2K^2 R^2} \right\},$$

其中

$$K = \frac{A\bar{\sigma}_{\pi N}}{\frac{4}{3}\pi R^3},$$

算出原子核的半径 R 及不透明度 $\left(\frac{\sigma_a}{\pi R^2}\right)$ 如表4。

表4 根据各种原子核对 π^+ 介子的吸收截面数据,利用光学模型(均匀球模型)算出的原子核半径及不透明度

原子核	动量 2.72 БэВ/c		3.70		4.75	
	R	$\frac{\sigma_a}{\pi R^2}$	R	$\frac{\sigma_a}{\pi R^2}$	R	$\frac{\sigma_a}{\pi R^2}$
C	3.24±0.09	0.63	3.13±0.1	0.65	2.92±0.12	0.70
Al			3.96±0.14	0.75	3.88±0.09	0.76
Cu			5.42±0.30	0.82	5.26±0.15	0.84
Sn	7.00±0.50	0.82	7.00±0.80	0.83	6.92±0.15	0.85
Pb	8.32±0.40	0.91	8.31±0.68	0.91	8.28±0.60	0.92

在图7中给出,根据三个不同动量 π^+ 介子吸收截面数据(表1),算出的原子核半径

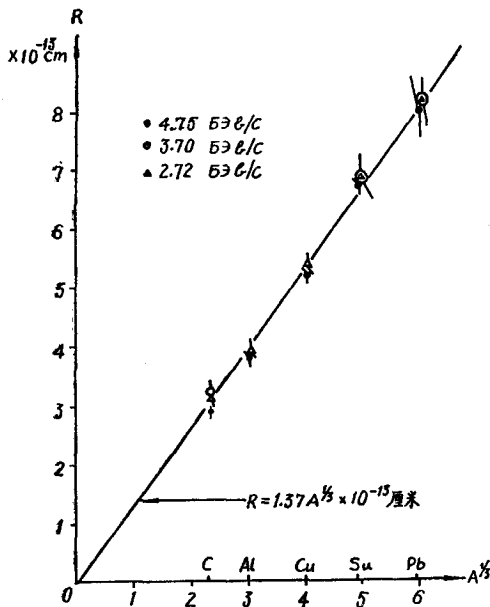


图7 根据原子核对 π^+ 介子吸收截面数据,利用光学模型(均匀球模型)定出的原子核半径 R 与 $A^{1/3}$ 的关系

R (表4)随 $A^{1/3}$ 的关系。对同一原子核,由三个不同动量数据所得半径数值,在实验误差范围内,互相重叠,且都落在 $R = 1.37 A^{1/3} \times 10^{-13}$ 厘米的直线上(图7)。

这一结果,和 T. Bowen^[3]利用原子核对能量为 1.5 БэВ π^- 介子的吸收截面所得原子核半径公式 $[R = (1.39 + 1.01 A^{1/3}) \times 10^{-13}$ 厘米]不一致,而和利用低能中子与原子核散

表5 根据原子核对 2.72 БэВ/c 的质子吸收截面数据,利用光学模型(均匀球模型)计算的原子核半径 R 及不透明度 $\left(\frac{\sigma_a}{\pi R^2}\right)$

原子核	$R(\times 10^{-13}$ 厘米)	$\sigma_a/\pi R^2$
C	3.42±0.08	0.71
Sn	6.43±0.31	0.94
Pb	7.56±0.24	0.96

射实验数据所得原子核半径的结果($R = 1.37A^{1/3} \times 10^{-13}$ 厘米)相符合^[2]。

根据相同的方法,对质子吸收截面分析所得原子核半径及不透明度(表5),和 T. Bowen 利用 2.8 БэВ(动量 3.62 БэВ/с)质子和原子核相互作用所得结果,基本上是符合的。[计算中取 $\sigma_i(pp) = 44.7$ 毫巴^[5]; $\sigma_i(n,p) = 40.9$ 毫巴^[2]。]

4. 利用光学模型,并假定核物质为高斯分布^[13]

$$\rho(r) = A\pi^{-3/2}a^{-3}e^{-r^2/a^2}.$$

假定 K^+ 介子与质子或中子作用全截面在 4.75 БэВ/с 时是相同的^[4] ($\bar{\sigma}_{KN}$), 则 K^+ 介子与原子核(A)非弹性作用截面为

$$\sigma_{\text{非弹}}(K^+, A) = \pi a^2 \left[0.577 + \ln \frac{A\bar{\sigma}_{KN}}{\pi a^2} - E_i \left(-\frac{A\bar{\sigma}_{KN}}{\pi a^2} \right) \right],$$

其中 E_i 为指数积分函数(функция интегрального экспонента); a 为由高能电子散射^[1]所得参量。

根据上式,利用最小二乘方方法,得到最符合动量为 4.75 БэВ/с K^+ 介子与原子核相互作用吸收截面实验数据(表2)的 K^+ 介子与核子相互作用全截面的平均值:

$$\bar{\sigma}_{K^+N} = 16.5 \text{ 毫巴}.$$

这一结果和欧洲原子核中心 G. Von Dardel 文章^[15]中给出的数据不相符合。

5. 利用光学模型,并假定核物质为高斯分布,取 π^+ 介子与核子相互作用平均全截面为 $\bar{\sigma}_{\pi^+N} = 29 \pm 2$ 毫巴时^[5],对 π^+ 介子与原子核非弹性散射截面也作了计算,得到

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{非弹}}(\pi^+C) &= 198^{+8}_{-10} \text{ 毫巴}, \\ \sigma_{\text{非弹}}(\pi^+Al) &= 375^{+13}_{-12} \text{ 毫巴}, \\ \sigma_{\text{非弹}}(\pi^+Cu) &= 755^{+26}_{-25} \text{ 毫巴}, \\ \sigma_{\text{非弹}}(\pi^+Sn) &= 1172^{+38}_{-32} \text{ 毫巴}, \\ \sigma_{\text{非弹}}(\pi^+Pb) &= 1800^{+40}_{-40} \text{ 毫巴}. \end{aligned}$$

这结果和所测原子核对 π^+ 介子吸收截面数据(表1)大致符合。对重核,这种符合较差些。因为所测得的吸收截面中,一般来讲,除了包括非弹性散射事件外,还包含了非衍射性弹性散射事件,因而由以上比较可知,在所测动量区间,非衍射性弹性散射即使存在,也不占很大成份。由此可知,在所测动量区间, π^+ 介子原子核相互作用中,光学模型的实部位阱是很小的。

五、結 束 語

本文中的实验测量工作是 1960—1961 年在联合原子核研究所进行的。经分析整理得到以上数据和结论后,1961 年 9 月印发了论文摘要及论文^[16]。随后于 1962 年美国 Berkely 洛伦兹辐射实验室 M. J. Longo 等发表的文章^[17]中,利用了类似的实验方法和光学模型的理论分析,得到 Be, C, Al, Cu 等原子核对动量为 3 БэВ/с π^+ 介子及质子的吸收截面。他们的结果中,可以和本文给出的数据进行比较的, C 对 3 БэВ/с π^+ 介子及质子的吸收截面 [$\sigma_e(\pi^+C) = 213 \pm 8$ 毫巴, $\sigma_e(PC) = 260 \pm 6$ 毫巴] 和本文表 1, 3 中所列动量 2.72 БэВ/с 时 C 的数据很好地符合。在他们的文章中,提到了与 Wikner 利用 4.3 БэВ/с π^- 介子散射截面和光学模型分析所得的“实位阱大于虚位阱”的结论不同, M. J. Longo

等得出和我們一致的結論：高能时， π 介子核子作用中，光学模型位阱实数部分很小， $\text{Re } U_0 \approx 0$ 。

在第十届国际高能物理学年会上提出的，关于 K^+ 介子与质子相互作用全截面，在 3 БэВ/с 以后，是否有突然升高的問題^[15,18]，1961 年 V. Cook 等重新测量了在較低动量区間 $\sigma_t(K^+p)$ 的数据^[19]。他們得到，在 1—3 БэВ/с 区間， K^+ 介子质子相互作用全截面变化不大，稳定在 $\sigma_t(K^+p) \approx 17 \pm 1$ 毫巴左右。 K^+ 介子中子相互作用全截面数值也稳定在这一数值附近。这样，和本文中利用原子核吸收截面实验数据算出来的 4.75 БэВ/с 时， K^+ 介子核子相互作用全截面平均值 $\sigma_t(K^+n) = 16.5$ 毫巴的结果联系起来看，不利于欧洲原子核中心 G. Von Dardel 組提出的，在此动量区間， K^+ 介子质子作用全截面有突然升高的結論^[15]。为了进一步澄清这个問題，在联合原子核研究所，我們利用液体氫靶，繼續了 2.5—5 БэВ/с 区間 K^+ 介子质子作用全截面的測量工作^[20]。

作者感謝导师 А. Л. Любимов 及联合原子核研究所科学工作人員 В. С. Ставинский, М. Ф. Лихачев 等对工作的指导；徐永昌、何远慮等同志在工作上的合作；А. С. Вовенко, Н. И. Чернышов, И. Н. Какурин 和 И. А. Савин 組諸同志对工作上的帮助以及同步稳相加速器工作集体的配合与帮助。

参 考 文 献

- [1] Байера, В. Н., Электромагнитная структура ядер и нуклонов, Москва, 1958.
- [2] Taylor, T., *Phys. Rev.*, **92** (1953), 831; Aedzel, V., *Phys. Rev.*, **94** (1954), 174.
- [3] Bowen, T., *Nuovo Cimento*, **9** (1958), 908.
- [4] Chang Nai-Sen (章迺森), Sui Yuin-Chan (徐永昌), Stavinski, V. S., Likhachev, M. F., Proc. of the 1960 Annual International Conference on High-Energy Physics at Rochester (1960), 444.
- [5] 章迺森, 物理学报 **20** (1964), 1244.
- [6] Ammar, R. G., Proc. of an International Conference on Instrumentation for High-Energy Physics. Berkely, California (1960), 299.
- [7] Jelley, J. V., Cerenkov Radiation and Its Applications, Birmingham, 1958.
Вовенко, А. С. и др., УФН, **81**, вып. 3 (1963), 453.
- [8] Лихачев, М. Ф., Любимов, А. Л., Ставинский, В. С., Чжан Най-сэнь (章迺森), Proc. of an International Conference on Instrumentations for High-Energy Physics. Berkely, California (1960), 89.
- [9] Sternheimer, R. M., *Rev. Sci. Instr.*, **25** (1954), 1070.
- [10] Банник Препринт ОИЯИ Д-743 (1960).
- [11] Fernbach, S., *Phys. Rev.*, **75**(1949), 1352; Чувило, И. В., Препринт ОИЯИ Р-117 (1957).
- [12] Chen, F. F., *Phys. Rev.*, **103** (1956), 211.
- [13] Coor, T., *Phys. Rev.*, **98** (1955), 1369.
- [14] Burrowes, H. C., *Phys. Rev. Letters*, **2** (1957), 117.
- [15] G. Von Dardel, *Phys. Rev. Letters*, **5** (1960), 333.
- [16] Чжан Най-сэнь (章迺森), Автореферат диссертации, ОИЯИ, Сентябрь 1961; Чжан Най-сэнь (章迺森), Диссертация, ОИЯИ, Октябрь 1961.
- [17] Longo, M. J., *Phys. Rev.*, **125** (1962), 701.
- [18] Вовенко, А. С., Кулаков, Б. А., Любимов, А. Л., Магуленко, Ю. А., Савин, И. А., Смирнов, Е. В., Ставинский, В. С., Сюй Юйнь-чан (徐永昌), Чжан Най-сэнь (章迺森), Препринт ОИЯИ Д-721 (1961).
- [19] Cook, V., *Phys. Rev. Letters*, **7** (1961), 182.
- [20] Вовенко, А. С., и др., Proc. of the International Conference on High-Energy Nuclear Physics, Geneva (1962), 385.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ π^+ , K^+ -МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ЯДРАМИ C, Al, Cu, Sn И Pb

Чжан Най-сэнь
(Университет Нан-Кая)

Резюме

На синхрофазатроне Об'единенного института ядерных исследований измерены сечения поглощения π^+ -мезонов с импульсами 2,72, 3,70 и 4,75 Бэв/с ядрами C, Al, Cu, Sn и Pb; сечения поглощения K^+ -мезонов с импульсом 4,75 Бэв/с ядрами C, Al и Cu; сечения поглощения протонов с импульсом 2,72 Бэв/с ядрами C, Sn и Pb.

K^+ -мезонный пучок с чистотой $\sim 99\%$ выделялся телескопом из сцинтилляционных счетчиков, пороговых и угловых газовых черенковских счетчиков.

Радиусы ядер, полученные из наших данных по взаимодействию π^+ -мезонов, согласуются с результатами по изучению взаимодействия нейтронов низких энергий с ядрами и не согласуются с данными T. Bowen, полученными по результатам изучения взаимодействия π^- -мезонов с энергий 1,5 Бэв с ядрами.

Среднее полное сечение взаимодействия K^+ -мезонов при импульсом 4,75 Бэв/с с нуклонами, рассчитанное по оптической модели из наших данных по сечениям поглощения K^+ -мезонов ядрами, равно

$$\bar{\sigma}_{KN} = 16,5 \text{ мб.}$$