

宇宙线高能铁核 ($E \geq 3.6A\text{GeV}$) 作用 截面对靶核原子量的依赖

任国孝 周寅藻 黄荣庆

(中国科学院高能物理研究所, 北京)

摘 要

用塑料核径迹探测器 CR-39 和各种靶物质的夹层结构组成核-核作用截面测量装置, 在北京地区气球高度上测量了宇宙线高能铁核 ($E \geq 3.6A\text{GeV}$) 与碳、铝、铁和铜靶的核作用截面, 得到了截面对靶核原子量的依赖关系。

一、引 言

高能核-核作用截面是高能核物理的基本数据之一, 也是研究宇宙线起源和传播所需要的重要数据。迄今为止, 重离子加速器的能量还只有 $2A\text{GeV}^1$, 对于更高能量下的核-核作用截面, 特别是重核-核作用截面只有依赖宇宙线实验来测量。这方面还缺少系统的工作。对于高能重核与各种不同靶核的核作用截面对靶核的依赖关系也还没有系统地研究, 而后者可以反映出核结构和核碰撞过程的一些特征。

本工作利用北京地区地磁场对宇宙线带电粒子的地磁切割, 得到了能量高于 $3.6A\text{GeV}$ 的铁核粒子流。在两次气球飞行中使用了四种不同的靶物质, 用塑料径迹探测器 CR-39 探测电荷, 实现了铁核与不同靶物质核作用截面的测量。

二、实 验

1. 探测器

CR-39 片和靶物质的夹层结构如图 1 所示。除铝靶探测器中有 6 层厚度为 1.80cm 的铝层, 碳靶探测器有 5 层厚度为 0.83cm 的碳层外, 铁和铜探测器中都只用了 3 层靶, 厚度分别为 1.23cm (铁) 和 1.21cm (铜)。总物质量分别为 $9.34\text{g}/\text{cm}^2$ (碳), $29.16\text{g}/\text{cm}^2$ (铝), $29.00\text{g}/\text{cm}^2$ (铁) 和 $32.38\text{g}/\text{cm}^2$ (铜)。

本文 1987 年 1 月 6 日收到。

¹⁾ 最近, 较轻的核, 例如 ^{16}O , 在 CERN 已可加速到 $220A\text{GeV}$ 。

根据以前的分析^[1],粒子在物质中的核作用平均自由程(mfp) λ 的误差,在粒子数不多的情况下,主要是由核作用粒子数 n 的统计涨落所贡献,而靶层厚度所带来的位置测量误差要小得多.前者贡献给 λ 的标准偏差为:

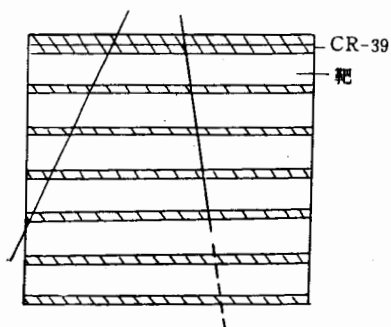


图 1 探测器结构示意图

$$\sigma(\lambda) = \lambda/\sqrt{n}, \quad (1)$$

而由靶层厚度 H 引起的 λ 的误差可以近似地写为:

$$\Delta\lambda = \frac{H}{n} \sqrt{\frac{N_0}{12}}, \quad (2)$$

式中 N_0 为入射粒子数.

只要选择靶的厚度 H 使条件

$$\Delta\lambda < \sigma(\lambda). \quad (3)$$

满足即可. 我们的靶层厚度即是按这一标准选择的.

2. 辐照

一共进行了两次气球飞行. 飞行情况见表 1.

表 1 两次气球飞行情况

发放地点: 香河气球站; 垂直地磁截止刚度 9.8GV		
发放时间	1982 年 5 月 14 日	1985 年 5 月 31 日
探测器类型	CR-39 (纯)	CR-39 (DOP)
探测器面积	544.5 厘米 ² (铝靶)	272.2 厘米 ² (碳靶)
		544.5 厘米 ² (铜、铁靶)
照射时间	9.5 小时	15.3 小时
平均平飞高度	36.8 公里	35.4 公里
平均大气深度	4.6 克/厘米 ²	5.8 克/厘米 ²

两次飞行的高度情况如图 2 所示.

3. CR-39 的蚀刻和测量

照射后的 CR-39 片分批蚀刻. 各批的蚀刻条件略有不同,以便在不同批号和性能的 CR-39 片中获得较好的径迹性能. 蚀刻液为 $6.25 \sim 6.80N \pm 0.1N$ 的氢氧化钠溶液, 温度为 $65^\circ \sim 70^\circ C \pm 0.03^\circ C$, 蚀刻时间为 30~40 小时.

先扫描每一探测器的最上面二片,并测出每一贯穿粒子在上、下两表面上形成的椭圆径迹的长轴(e)和短轴(e'). 由下面二式算出径迹的蚀刻速率比 V 和粒子入射角 θ :

$$V = \sqrt{(1 - \beta^2)^2 + 4\alpha^2} / (1 - \beta^2), \quad (4)$$

$$\sin \theta = (1 + \beta^2) / \sqrt{(1 - \beta^2)^2 + 4\alpha^2}, \quad (5)$$

其中 $\alpha = e/2B$, $\beta = e'/2B$. B 为 CR-39 表面剥蚀的厚度.

经过入射角的修正,我们得出入射粒子的蚀刻速率比 V 的分布,从而分离出入射的铁核. 图 3 是约 900 个宇宙线粒子的电荷分布图. 对铁的电荷分辨为 $0.5 \sim 0.9e$ (各批片子

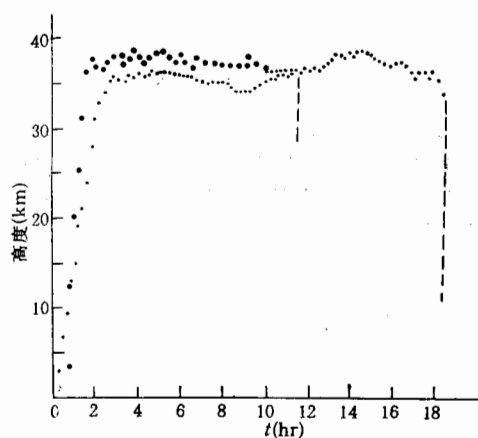
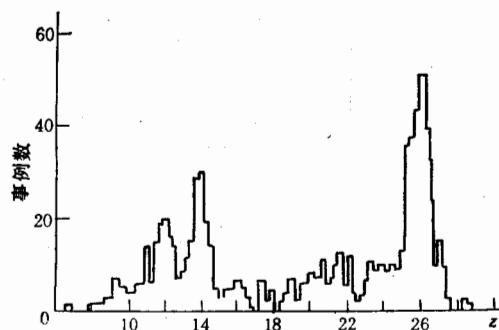


图 2 两次气球飞行高度图

图 3 宇宙线核在气球高度的电荷分布图
(未对探测效率作修正)

的结果有些差别)。

按照以前采用的跟踪方法^[2], 可以定出铁核在探测器中发生电荷改变 $\Delta Z \geq 1$ 的核作用点(在某一靶层内), 或者未发生作用离开探测器的靶层。从而测出铁核在探测器内经过的路程长度 x_i 。

4. 数据处理方法

核作用 mfp 的最大似然估计值为^[3]:

$$\hat{\lambda} = \sum_{i=1}^{N_0} x_i / n. \quad (6)$$

我们的进一步分析表明, (6) 式并不是 mfp 的无偏估计式(见附录)。如果在统计路程和 $\sum x_i$ 的时候, 不是把所有入射粒子的路程都计入, 而只是统计到最后一个(第 n 个)作用的粒子为止(第 n 个作用粒子之前未作用粒子的路程要计入, 第 n 个作用粒子之后未作用粒子的路程不计入), 那么(6)式才是 mfp 的无偏估计(见附录)。

三、结果和讨论

实验数据和结果列于表 2。

截面的平方根与靶核原子量 A_T 的 $1/3$ 次方有很好的直线关系, 如图 4 所示。拟合的直线方程为:

$$\sigma^{1/2} = 0.202 + 0.405 A_T^{1/3}, \quad (7)$$

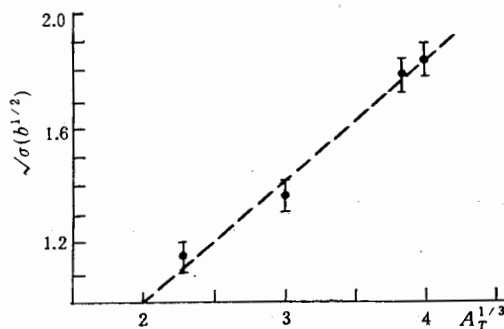
此结果与 Bradt-Peters 的几何截面公式

$$\sigma = \pi r_0^2 (A_T^{1/3} + A_p^{1/3} - b)^2. \quad (8)$$

一致。(8) 式中 A_p 为入射核的原子量, r_0 为核子半径, b 为重叠常数。用我们的结果拟合得出 $r_0 = 2.28 \pm .09 \text{ fm}$ 和 $b = 3.22 \pm 1.15$ 。

表 2 实验数据和得出的 mfp 值及相应的截面值

靶材料	入射粒子数 N_0	作用粒子数 n	粒子路程和 (厘米)	$\hat{\lambda}_{\Delta Z \geq 1}$ (厘米)	截面 $\sigma_{\Delta Z \geq 1}$ (巴)
碳	223	130	852.03	6.55 ± 0.57	1.35 ± 0.12
铝	322	205	1805.74	8.81 ± 0.62	1.88 ± 0.13
铁	407	264	1031.55	3.91 ± 0.24	3.22 ± 0.18
铜	453	323	1141.17	3.52 ± 0.20	3.35 ± 0.19

图 4 $\sigma^{1/2}$ 和 $A_T^{1/3}$ 的关系图

这一结果也说明,我们使用的 CR-39 探测器的电荷分辨是足以确定电荷变化 $\Delta Z \geq 1$ 的核作用的。同时证实在宇宙线实验的情况下,由于粒子数目不大,可以采取较厚的靶层,而不致于影响测量精度。

陈鸣远同志曾参加过铝靶部分的工作,气球发放工作是由气球总体组进行的,马志国同志安装了吊兰,王根华同志帮助测试了飞行中吊兰内的温度变化,曾和朱清棋,吴枚和李惕碚同志讨论过统计方法的问题,特此一并致谢。

附 录

为计算的方便,假定粒子是垂直入射进入探测器的。探测器厚度为 D (参看图 5)。入射 N_0 个粒子时,探测器内的作用粒子数 n 服从截尾二项式分布:

$$P(n) = \frac{1}{1 - q^{N_0}} C_{N_0}^n p^n q^{N_0 - n},$$

$$(n = 1, 2, \dots, N_0) \quad (\text{A-1})$$

作用粒子经过的路程 x_i 服从截尾指数分布:

$$P(x_i) = \frac{1}{\lambda p} e^{-x_i/\lambda}, \quad (i = 1, 2, \dots, n;$$

$$0 < x_i < D) \quad (\text{A-2})$$

其中:

$$p = 1 - e^{-D/\lambda}, \quad q = 1 - p \quad (\text{A-3})$$

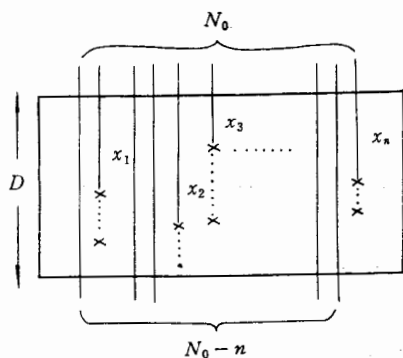


图 5 粒子作用情况示意图

分别为粒子在 D 内作用和不作用的概率。

随机变量 x_i 和 n 的归一化的联合概率密度为:

$$P(x_i, n) = \frac{1}{1 - q^{N_0}} C_{N_0}^n q^{N_0 - n} \frac{1}{\lambda^n} e^{-\sum_1^n x_i / \lambda},$$

$$(n = 1, 2, \dots, N_0; 0 < x_i < D). \quad (\text{A-4})$$

由此求得最大似然估计值 $\hat{\lambda}$ 的期待值为:

$$\langle \hat{\lambda} \rangle = \lambda - D/p + N_0 D \left\langle \frac{1}{n} \right\rangle, \quad (\text{A-5})$$

其中 $\left\langle \frac{1}{n} \right\rangle = \sum_1^{N_0} \frac{1}{n} P(n)$. 可见 $\langle \hat{\lambda} \rangle$ 并不等于 λ , 它与 N_0 和 D 的大小有关, (6) 式的 $\hat{\lambda}$ 是 mfp 的有偏估计.

反过来, 如果我们只统计到第 n 个作用粒子之前的人射粒子, 这时的人射粒子数 N_0 是一个随机变量, 它服从分布:

$$P(N_0) = C_{N_0-1}^n p^n q^{N_0-n}, \quad (N_0 = n, n+1, \dots). \quad (\text{A-6})$$

由 x_i 和 N_0 的特征函数, 可以求出 (6) 式 $\hat{\lambda}$ 的特征函数为:

$$\varphi_{\hat{\lambda}}(t) = \left(1 - i \frac{\lambda}{n} t \right)^{-n}, \quad (\text{A-7})$$

所以:

$$\langle \hat{\lambda} \rangle = \frac{1}{i} \left. \frac{d\varphi_{\hat{\lambda}}(t)}{dt} \right|_{t=0} = \lambda, \quad (\text{A-8})$$

这时, $\hat{\lambda}$ 的期待值准确地等于 λ , (6) 式是 mfp 的无偏估计.

参 考 文 献

- [1] 任国孝等, 高能所宇宙线室年报 (1983), 94.
- [2] 任国孝等, 高能物理和核物理, 8(1984) 664.
- [3] 吴 枚等, 高能物理和核物理, 11(1987), 145.

DEPENDENCE OF INTERACTION CROSS SECTIONS OF HIGH ENERGY COSMIC RAY IRON NUCLEI ($E \geq 3.6$ AGeV) ON ATOMIC WEIGHT OF TARGETS

REN GUOXIAO ZHOU YINZAO HUANG RONGQING

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing)

ABSTRACT

By using plastic nuclear track detector CR-39 interleaved with various targets, nucleus-nucleus interaction cross section of high energy Fe nuclei ($E \geq 3.6 A \text{ GeV}$) with C, Al, Fe and Cu nuclei at balloon level in Beijing area are measured and the dependence of interaction cross sections on the atomic weight of targets is obtained.