

# 宇宙线强子谱测量中探测效率的模拟计算

朱清棋 吴仕培

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

利用加速器的实验结果和 CKP 模型, 对宇宙线强子谱测量中以铅靶和 G-M 计数管组成的强子探测器的效率做模拟计算. 并对 CKP 模型的模拟技术进行讨论.

## 一、探测器和强子选择条件

李鹤年等用大型磁谱仪测量了高山荷电粒子动量谱<sup>[1]</sup>, 使用铅靶和 G-M 计数管作为强子选择器. 探测器的安排如图 1 所示. A, B, C 三排是 G-M 管组成的描述仪, 测量入射粒子动量. C 排 G-M 管下方是 10 厘米厚的铅层 (T1) 作为靶, 铅靶下方 22 厘米处是 D1 排 G-M 管 (共 56 根并排着, 每根管径 3.3 厘米, 长 27 厘米). 这样的铅靶和 G-M 管共有四层 (T1-D1, T2-D2, T3-D3 和 T4-D4). 实验只选择在铅靶中发生核作用和全部产物至少触发靶下方三根 G-M 管的强子. 本文只讨论第一层 (T1-D1) 的探测效率.

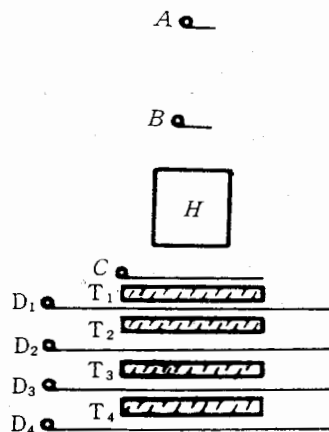


图 1 实验装置示意图

## 二、物理模型

1. 核作用长度 所测量的强子动量在  $5 \text{ GeV}/c$  至  $50 \text{ GeV}/c$ , 根据实验结果<sup>[2]</sup>,  $\pi^-$ -Pb 核的反应截面取 1650 毫巴, 相当于 18.5 厘米的平均核作用长度, 质子 (P)-Pb 核的平均核作用长度取 16 厘米. 作用点的取样由下式给出,

$$p(l)dl = \frac{1}{\lambda} e^{-l/\lambda} dl.$$

其中  $\lambda$  为平均核作用长度,  $l$  为作用点的位置. 由于 10 厘米铅层仅约半个核作用长度, 故不考虑次级粒子的核作用.

2. 非弹性度 取 (0.2—1.0) 内均匀分布.

3. 有效靶质量 取三倍核子质量<sup>[4,6]</sup>.

4. 次级粒子多重度及其分布 荷电次级粒子平均多重度由下式给出<sup>[3,4]</sup>,

$$\langle n_c \rangle = 1.97 E_0^{1/4} \cdot A^{0.13}.$$

其中  $E_0$  为入射粒子能量,以 GeV 为单位,  $A$  为靶核的原子量. 荷电次级粒子数  $n_c$  服从 KNO 分布<sup>[5]</sup>,即令

$$z = (n_c - \alpha) / (\langle n_c \rangle - \alpha).$$

其中  $\alpha = 0.9$  (对质子入射)或  $\alpha = 1.2$  (对  $\pi^-$  入射),强子的概率密度函数正比于  $\phi(z)$ ,且

$$\phi(z) = 2.3(z + 0.142) / \exp(0.0856z + 0.659z^2).$$

$\pi^0$  的数目为荷电  $\pi$  的一半.

5. 次级粒子的能量分布 已有实验表明次级粒子在质心系的纵向动量近似服从指数分布<sup>[7]</sup>; CKP 模型假设次级粒子的能量服从指数分布<sup>[8]</sup>;我们由于所涉及的次级粒子能量较低,必须计入静止质量和横动量对总能量的贡献,所以我们假定次级粒子的质心系动能近似服从指数分布,抽样技术将在三中讨论.

6.  $\pi^\pm$  在铅中的射程由图表<sup>[10,16]</sup>,可用下式近似表示

$$\text{射程 } R(\text{g/cm}^2) = \begin{cases} T^{1.8}/63 & \text{当 } T < 100\text{MeV} \\ T/1.6 & \text{当 } T > 100\text{MeV} \end{cases}$$

其中  $T$  是动能,以 MeV 为单位. 没考虑它们在铅中的多重散射、射程涨落和衰变.

7.  $\pi^0$  介子的贡献  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ,  $\gamma$  光子在  $\pi^0$  质心系内各向同性发射,它们在铅中的级联行为(次级电子数目及其横向扩展、角分布等)采用 H. Messel 等人的模拟结果,考虑到 G-M 管盒是 3mm 的铝板和它周围有约 100 高斯的磁场,级联中电子能量的最小值取 4MeV.

8. 所有次级粒子都作为  $\pi$  介子处理,根据它们的能量-射程关系和运动方向,判断它们是否击中某 G-M 管. 只要有 3 根不同的 G-M 管被击中(包括  $\pi^0$  的次级电子的贡献),就认为该入射强子触发了系统.

### 三、对 CKP 模型的模拟

很高能强子和静止的原子核碰撞时,次级粒子能量的抽样技术已经解决<sup>[15]</sup>. 但我们所涉及的初能仅 (5—50) GeV,次级粒子的能量较低,它们的静止质量和横动量都不允许忽视,因此,对它们的能量的抽样,必须另找办法.

在 CKP 模型的模拟中,不但要求次级粒子的动能近似服从指数分布,横动量服从  $(P_T e^{-6P_T})$  分布,而且还要满足关系式  $E^2 \geq P_T^2 C^2 + m_0^2 C^4$  和能量守恒.

首先,我们证明在区间 (0, 1) 内,若按均匀分布撒入  $n$  个点,则它们所分割成的

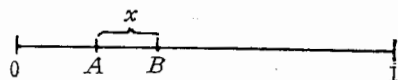


图 2

$(n+1)$  线段的长度近似服从指数分布 ( $n=1$  例外).

取区间  $(0, 1)$  内任意位置上的一线段  $\overline{AB}$ , 其长度为  $x$  (图 2), 则落入  $x$  内的分割点平均数为  $nx$ . 当  $nx \ll n$  时, 实际上落入  $x$  内的分割点数目  $m$  应服从泊松分布<sup>[9]</sup>.

$$p(m) \simeq \frac{(nx)^m}{m!} e^{-nx}. \quad (m = 0, 1, \dots, n)$$

从泊松分布表查出, 当  $n=2, x < 0.25$  或  $n=4, x < 0.45$  时, 上式的误差不超过 10%.

所以在  $x$  内没有分割点的几率为

$$p(0) = e^{-nx} \equiv F(x)$$

$F(x)$  表示两分割点间距离大于  $x$  的几率, 则线段长度  $x$  的概率密度函数  $f(x)$  应满足下关系式

$$F(x) = \int_x^{\infty} f(x) dx = e^{-nx}$$

则可得到

$$f(x) = ne^{-nx}$$

这表明  $n$  个分割点所分割的线段近似服从指数分布, 这与次级粒子在质心系的纵向动量分布相类似.

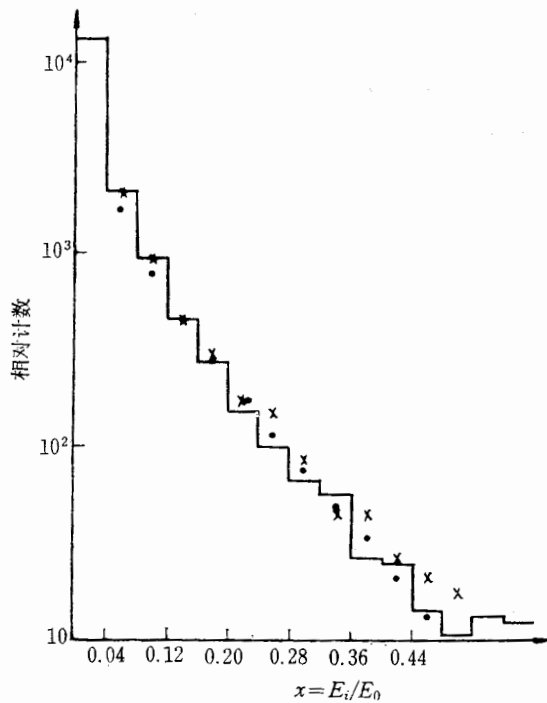


图 3 次级粒子的能量分布

— 本工作模拟结果 (来自 50 GeV  $\pi$ -Pb 反应)

× 实验结果<sup>[13]</sup> (来自 40 GeV  $\pi$ -C<sup>12</sup> 反应和  $\pi$ p 反应)

•  $\frac{(1-x)^2}{x}$  (Feynman Scaling)

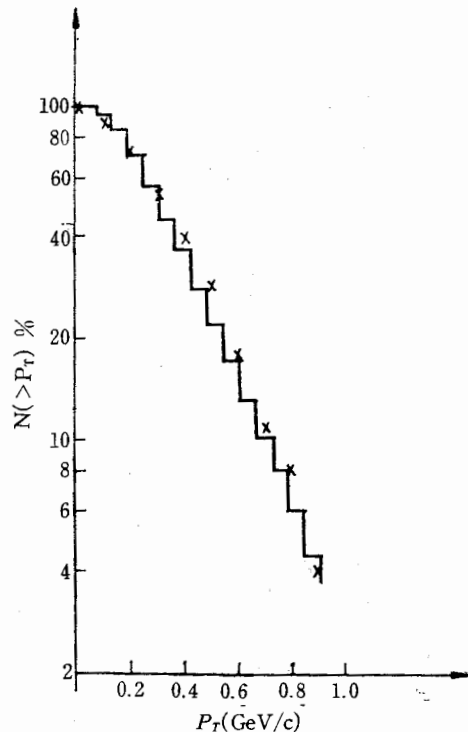


图 4 50 GeV  $\pi$ -A<sup>+</sup> 相互作用中

—  $\pi^-$ -Pb 反应, 本工作

×  $\pi^-$ -乳胶反应, 实验结果<sup>[14]</sup>

所以在碰撞系统的质心系内,对次级粒子的动能抽样可按下述办法:在非弹性度和多重度确定后,次级粒子(不包括二个领头粒子)的总动能就确定了.如果次级粒子的数目为  $n$ ,只要在区间  $(0, \text{总动能})$  内均匀地投入  $(n-1)$  个分割点,就把总动能分成了  $n$  份,每份对应于一个次级粒子的动能,它近似服从指数分布.

同时,次级粒子的纵向动量矢量和应为零,即  $\sum_i p_{ii}^* = 0$ ,而纵向动量的长度和应略小于总能量,即  $\sum_i |p_{ii}^* c| \lesssim \sum_i E_i^*$ . 模拟中适当调整  $\sum_i |p_{ii}^* c|$  的值,并取  $|p_{ii}^*|$  正比于次级粒子的动能,当中心区的粒子不多时,这种近似方法也可得到横动量  $P_T$  接近于  $e^{-6P_T}$  的分布.

#### 四、结 果

得到次级粒子的能量分布和横动量分布如图 3, 图 4 所示.

探测效率随入射粒子的能量的变化列于表 1, 它们是模拟 3000 个粒子入射的结果.

表 1 探测器 T1-D1 的探测效率

强子动量 (GeV/c)	6.3	12.5	25	50
对 $\pi^-$ 探测效率	0.142	0.305	0.359	0.384
对质子探测效率	0.157	0.333	0.394	0.412

霍安祥和丁林培同志对本工作提出有益的建议和意见;赵维勤、王太杰和况浩怀等同志提供了有关资料;本所 320 机组的同志提供了许多机时,谨致感谢!

#### 参 考 文 献

- [1] 李鹤年等,“(5—50) GeV/c 高山荷电强子谱”,待发表.
- [2] S. P. Densov et al., *Nucl. Phys.*, **B61** (1973), 62.
- [3] Meng Ta-Chung, *Phys. Rev.*, **D15** (1977), 197.
- [4] W. Busza et al., *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975), 836.
- [5] A. J. Buras, *Phys. Lett.*, **47B** (1973), 251.  
P. L. Jain et al., *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975), 972.
- [6] 覃克宇,“高能强相互作用中多重度和有效靶核的关系”,私人通讯,未发表.
- [7] D. B. Smith et al., *Phys. Rev. Lett.*, **23** (1969), 1064.
- [8] G. Cocconi, *Nucl. Phys.*, **B28** (1971), 341.
- [9] 李惕培,“实验的数学处理”(1980), p. 33 和 p. 55.
- [10] S. Hayakawa, “Cosmic Ray Physics”, Fig. 2. 14.
- [11] H. Messel et al., “Electron-photon Shower Distribution Function” (1970).
- [12] J. E. Elais, *Phys. Rev.*, **D22** (1980), 13.
- [13] Budapest 等合作组, *Sov. J. Nucl. Phys.*, **25**(5) (1977), 539.
- [14] Alma 等合作组, *Sov. J. Nucl. Phys.*, **25**(5) (1977), 533.
- [15] M. Shibata, *Phys. Rev.*, **D24** (1981), 1847.
- [16] E. Segre, “Experimental Nuclear Physics”, Vol. I p. 222, Fig. 10.

**SIMULATION CALCULATION FOR DETECTION  
EFFICIENCY IN THE MEASUREMENT OF  
COSMIC RAY HADRON SPECTRA**

ZHU QING-QI WU SHI-PEI

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

**ABSTRACT**

Using CKP model and the results from accelerator experiments, the efficiency of a hadron detector, consisting of Pb-target and G-M counters, is simulated. The simulation technique for CKP model is discussed.