

# 在大气深度 $x=700$ 克/厘米<sup>2</sup> 处反质子的垂直流强

覃克宇

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

在大气深度  $x = 700$  克/厘米<sup>2</sup> 处, 利用高能加速器数据计算了产生的反质子的垂直流强. 与实验结果比较表明: 直到  $E_0 \approx 10^5 \text{GeV}$  的初级宇宙线能量,  $pN$  碰撞产生反质子的规律是与高能加速器能区上  $pp$  碰撞产生反质子的规律一致的.

研究宇宙线反质子有很重要的意义<sup>[1]</sup>.

近十年来, 科学工作者力图在气球和人造卫星上探测宇宙线反质子<sup>[2]</sup>. 因测量时间短, 仪器安排受限制, 一直到 1979 年 6 月才获得第一个肯定的结果<sup>[3]</sup>. 在高山上研究宇宙线反质子, 虽然要考虑各种影响, 但是可按需要适当安排探测装置、长期收集数据. 我们的实验工作表明<sup>[4]</sup>: 在直到  $10^5 \text{GeV}$  的宇宙线能区,  $pN$  碰撞产生反质子的规律与高能加速器能区中  $pp$  碰撞产生反质子的规律是一致的.

## 一、反质子流强

高能加速器实验为我们提供了能量到  $1500 \text{GeV}$  的  $pp$  碰撞产生反质子的资料<sup>[5]</sup>. 我们把高能加速器能区产生反质子的规律推广到更高能的宇宙线能区, 计算大气中宇宙线反质子的流强.

宇宙线质子穿过介质 (这里指星际物质和大气), 与介质原子核中的核子碰撞产生反质子的基本过程是



这里  $N$  表示穿过介质的原子核中的核子,  $\bar{p}$  是产生的反质子,  $X$  代表  $pN$  相互作用产生的、除  $\bar{p}$  而外的所有粒子.

能量直到  $1500 \text{GeV}$  的  $pp$  碰撞的高能加速器实验给出入射能量为  $E'$  的质子  $P$  产生能量为  $E$ , 快度在  $y$  与  $y + dy$  之间的反质子  $\bar{p}$  的截面为<sup>[6]</sup>

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{2\pi}{b^2} g(y), \quad (1.2)$$

其中,  $b = 2/\langle p_T \rangle (\text{GeV}/c)^{-1}$ ,  $g(y) = A_1 \exp[-A_2/y^\alpha]$ . (1.3)

当  $E' < 50\text{GeV}$  时,  $A_1 = 3.3$  毫巴/ $\text{GeV}^2$ ,  $A_2 = 4.7$ ,  $\alpha = 1.1$ ; 当  $E' \geq 50\text{GeV}$  时,  $A_1 = 6.8$  毫巴/ $\text{GeV}^2$ ,  $A_2 = 5.2$ ,  $\alpha = 1.6$ . 这里  $y$  是反质子  $\bar{p}$  在实验室坐标系中的快度, 定义为

$$y = \frac{1}{2} \ln[(E + p_L)/(E - p_L)], \quad (1.4)$$

式中,  $E$  和  $p_L$  分别表示反质子在实验室坐标系中的总能量和纵向动量.

我们研究高能  $pN$  相互作用, 可用一维扩散方程描写反质子流强随穿过介质深度  $x$  的变化. 假设在介质深度  $x$  克/厘米<sup>2</sup>处, 反质子的微分流强为  $j_{\bar{p}}(x, E)$ , 则

$$\frac{\partial j_{\bar{p}}(x, E)}{\partial x} = \int_{E_{\min}}^{\infty} B_{p\bar{p}}(E', E) j_{\bar{p}}(x, E') dE' + \int \delta(E' - 2E) B(E') j_{\bar{p}}(x, E') dE' - \frac{1}{l_{\bar{p}}(E)} j_{\bar{p}}(x, E). \quad (1.5)$$

这里  $B_{p\bar{p}}(E', E)$  是能量为  $E'$  的宇宙线质子, 在单位路程 (1 克/厘米<sup>2</sup>) 上, 与介质相互作用产生能量为  $E$  的反质子的几率;  $B(E')$  是能量为  $E'$  的反质子在单位路程上与介质相互作用的几率. 高能核子-核子碰撞实验指出: 残存主导粒子的能量为入射粒子能量的一半左右. 用  $\delta(E' - 2E)$  反映这一实验事实.  $l_{\bar{p}}(E)$  是能量为  $E$  的反质子在介质中的相互作用平均自由程.  $j_{\bar{p}}(x, E')$  表示在介质深度  $x$  克/厘米<sup>2</sup>处, 能量为  $E'$  的质子的垂直微分流强

$$j_{\bar{p}}(x, E') = j(x=0, E') e^{-x/L}. \quad (1.6)$$

$L$  是宇宙线质子在大气中的减弱平均自由程. 实验表明<sup>[7]</sup>

$$L \approx 120 \text{ 克/厘米}^2. \quad (1.7)$$

令

$$a(E, x) = \frac{j_{\bar{p}}(x, 2E)}{j_{\bar{p}}(x, E)}, \quad (1.8)$$

因为在  $E-2E$  范围内,  $j_{\bar{p}}(x, E) \approx j_{\bar{p}}(E) e^{-\lambda x}$  成立, 其中  $\lambda$  可近似当作常数, 所以  $a(E, x)$  在此范围之内可认为是与  $x$  无关的.

假设在宇宙空间中, 宇宙线质子谱与我们在大气层外观测到的初级宇宙线质子谱近似相同. 采用初级宇宙线质子的简单幂谱

$$j_{\bar{p}}(x=0, E') = \eta E'^{-(r+1)}, \quad (1.9)$$

于是, 得到扩散方程 (1.5) 的解如下:

(i) 在大气层外的反质子流强

$$j_{\bar{p}}(E) = \frac{A(E)}{\phi_c A_H} (1 - e^{-2.5\phi_c}); \quad (1.10a)$$

(ii) 在大气中

$$j_{\bar{p},a}(x, E) = j_{\bar{p}}(E) e^{-\phi_a x} + \frac{A(E)}{2\left(\phi_a - \frac{1}{L}\right) A_a^{1/3}} \times (1 - e^{-(\phi_a - \frac{1}{L})x}) e^{-x/L}. \quad (1.10b)$$

在上列式子中

$$\phi_i(E) = \frac{1}{l_{\bar{p},i}(E)} - B_i(E' = 2E)a(E), \quad (1.11)$$

$$A(E) = \frac{4N_0}{W(e^\gamma - e^{-\gamma})} K\eta \left(\frac{m}{2}\right)^{-\gamma} \left(\frac{2\pi}{b^2}\right) \times \left\{ \frac{g(y)}{\gamma} \exp(-2\gamma y) + \int_{y_{\min}}^y g(y' - y) \exp(-\gamma y') dy' \right\}. \quad (1.12)$$

在这些式子中,  $N_0$  是阿伏伽德罗常数,  $\eta = 2.35$ ,  $\gamma = 1.67$ ,  $A_H$  是氢原子的克原子量,  $A_a = 14.5$  是空气的平均克原子量, 取宇宙线在星际空间中穿过的平均路程  $x_c \approx 2.5$  克/厘米<sup>2</sup> [7],  $K = 10^{-27}$  是从毫巴变到厘米<sup>2</sup> 的变换系数,  $m = 0.938$  GeV/ $c^2$  是质子的静止质量,  $b = 4.0(\text{GeV}/c)^{-1}$ ,  $W^2 = m^2 + \langle p_T \rangle^2$ ,  $p_T$  是产生的反质子的横向动量. 在星际空间和在大气中的量分别用下标  $c$  和  $a$  指出.

产生反质子的积分流强  $J_{\bar{p},a}(x, > E)$  为

$$J_{\bar{p},a}(x, > E) = \int_E^\infty j_{\bar{p},a}(x, E') dE'. \quad (1.13)$$

要计算  $j_{\bar{p},a}(x, E)$  和  $J_{\bar{p},a}(x, > E)$ , 首先要知道  $l_{\bar{p},i}(E)$  和  $B_i(E' = 2E)$ . 因为

$$\frac{1}{l_{\bar{p},c}} \approx \frac{KN_0}{A_H} \sigma_{\bar{p}N}(E), \quad (1.14a)$$

$$\frac{1}{l_{\bar{p},a}} \approx \frac{KN_0}{A_a^{1/3}} \sigma_{\bar{p}N}(E), \quad (1.14b)$$

这里  $\sigma_{\bar{p}N}(E)$  是能量为  $E$  的反质子与核子碰撞的总截面. 由高能加速器实验数据知 [8]: 当  $E \geq 10$  GeV 时, 有

$$\sigma_{\bar{p}N}(E) \approx 26.4 + 28.2E^{-1/2} + 2.1 \ln E + 56.8E^{-0.54}, \quad (1.15)$$

$$B(E' = 2E) = \frac{KN_0}{A_a^{1/3}} (27.9 + 19.9E^{-1/2} + 2.1 \ln E + 39.1E^{-0.54}). \quad (1.16)$$

对  $x = 700$  克/厘米<sup>2</sup>, 数值计算出的  $j_{\bar{p},a}(x, E)$  和  $J_{\bar{p},a}(x, > E)$  列于表 1 中.

表 1 在大气深度  $x = 700$  克/厘米<sup>2</sup> 处, 反质子的垂直微分流强  $j_{\bar{p},a}(x, E)$  (厘米<sup>-2</sup>·秒<sup>-1</sup>·球面度<sup>-1</sup>·GeV<sup>-1</sup>) 和积分流强  $J_{\bar{p},a}(x, > E)$  (厘米<sup>-2</sup>·秒<sup>-1</sup>·球面度<sup>-1</sup>).

$E(\text{GeV})$	10	15	20	25	30	40	50	100	200	500	1000
$j_{\bar{p},a}(x, E)$	$3.53 \times 10^{-9}$	$1.60 \times 10^{-9}$	$8.34 \times 10^{-9}$	$5.07 \times 10^{-9}$	$3.35 \times 10^{-9}$	$1.64 \times 10^{-9}$	$9.57 \times 10^{-10}$	$1.70 \times 10^{-10}$	$2.68 \times 10^{-11}$	$2.33 \times 10^{-12}$	$3.52 \times 10^{-13}$
$J_{\bar{p},a}(x, > E)$	$2.97 \times 10^{-7}$	$1.78 \times 10^{-7}$	$1.20 \times 10^{-7}$	$8.74 \times 10^{-8}$	$6.68 \times 10^{-8}$	$4.32 \times 10^{-8}$	$3.06 \times 10^{-8}$	$1.01 \times 10^{-8}$	$3.15 \times 10^{-9}$	$6.77 \times 10^{-10}$	$2.11 \times 10^{-10}$

## 二、 $\pi^-$ 介子流强

因为相对于  $\pi^-$  介子测量反质子流强比测量反质子的绝对流强准确. 实验测量了反质子相对于  $\pi^-$  介子的流强 [4]. 为了与实验比较, 下边计算  $\pi^-$  介子流强.

在 高能情况下, 在大气中, 垂直方向上,  $\pi^-$  介子的扩散方程为

$$\frac{\partial j_{\pi}(x, E)}{\partial x} = -\left(\frac{1}{l} + \frac{h}{x}\right) j_{\pi}(x, E) + \frac{1}{l} F_{\pi}(E) e^{-x/L}. \quad (2.1)$$

式中  $j_{\pi}(x, E)$  是能量为  $E$  的带电  $\pi$  介子在大气深度  $x$  处的垂直微分流强,  $l$  是带电  $\pi$  介子在大气中的减弱平均自由程,  $L$  是核活性粒子在大气中的减弱平均自由程,  $h = b_{\pi}c/E$ ,  $b_{\pi} = 115\text{GeV}$ ,  $l^{-1}F_{\pi}(E)e^{-x/L}$  是带电  $\pi$  介子产生率. 扩散方程 (2.1) 的解为

$$j_{\pi}(x, E) = \frac{x}{l} F_{\pi}(E) e^{-x/L} I\left(\frac{x}{l} - \frac{x}{L}, \frac{b_{\pi}c}{E}\right), \quad (2.2)$$

其中

$$I\left(y, \frac{b_{\pi}c}{E}\right) = \int_0^1 e^{-(1-t)y} t^{b_{\pi}c/E} dt. \quad (2.3)$$

因为

$$j_{\pi^{-}}(x, E) = \frac{1}{2} j_{\pi}(x, E), \quad (2.4)$$

$$J_{\pi^{-}}(x, >E) = \int_E^{\infty} j_{\pi^{-}}(x, E') dE'. \quad (2.5)$$

在  $x = 700$  克/厘米<sup>2</sup>处, 用沙伯拉门尼恩<sup>[3]</sup>给出的  $F_{\pi}(E)$ , 取  $l = 95$  克/厘米<sup>2</sup>,  $L = 120$  克/厘米<sup>2</sup>, 数值计算出  $j_{\pi^{-}}(x, E)$  和  $J_{\pi^{-}}(x, >E)$  列于表 2 中.

表 2 在  $x = 700$  克/厘米<sup>2</sup>处,  $\pi$ -介子的垂直微分流强  $j_{\pi^{-}}(x, E)$  (厘米<sup>-2</sup>·秒<sup>-1</sup>·球面度<sup>-1</sup>·GeV<sup>-1</sup>) 和积分流强  $J_{\pi^{-}}(x, >E)$  (厘米<sup>-2</sup>·秒<sup>-1</sup>·球面度<sup>-1</sup>).

$E(\text{GeV})$	10	15	20	25	30	40	50	100	200	500	1000
$j_{\pi^{-}}(x, E)$	$1.43 \times 10^{-7}$	$9.25 \times 10^{-8}$	$5.65 \times 10^{-8}$	$4.51 \times 10^{-8}$	$3.23 \times 10^{-8}$	$1.96 \times 10^{-8}$	$1.28 \times 10^{-8}$	$2.93 \times 10^{-9}$	$7.75 \times 10^{-10}$	$5.25 \times 10^{-11}$	$6.35 \times 10^{-12}$
$J_{\pi^{-}}(x, >E)$	$2.54 \times 10^{-6}$	$1.96 \times 10^{-6}$	$1.58 \times 10^{-6}$	$1.33 \times 10^{-6}$	$1.14 \times 10^{-6}$	$8.76 \times 10^{-7}$	$7.15 \times 10^{-7}$	$3.23 \times 10^{-7}$	$1.37 \times 10^{-7}$	$1.30 \times 10^{-8}$	$3.12 \times 10^{-9}$

### 三、与实验结果比较和讨论

我们的实验结果<sup>[4]</sup>指出: 在 10—40 GeV 能区中,  $N_{\bar{p}}/N_{\pi^{-}} \approx 0.1$ .  $N_{\bar{p}}$  和  $N_{\pi^{-}}$  分别表示反质子数和  $\pi^{-}$  介子数.

按上边的计算结果, 在 10—40 GeV 能区中

$$\frac{N_{\bar{p}}}{N_{\pi^{-}}} = \frac{J_{\bar{p},a}(x, >10\text{GeV}) - J_{\bar{p},a}(x, >40\text{GeV})}{J_{\pi^{-},a}(x, >10\text{GeV}) - J_{\pi^{-},a}(x, >40\text{GeV})} = 0.15.$$

在误差范围内, 这个结果与实验结果是一致的. 这说明, 在计算过程中, 我们所做的假设是符合实际情况的, 因为宇宙线穿过大气要损失能量. 平均说来, 高能质子或反质子进行一次非弹性碰撞要失去自身能量的一半左右. 在 10GeV 以上的能区中, 实验事实表明: 非弹性碰撞截面约为总截面的 4/5<sup>[40]</sup>, 所以非弹性碰撞平均自由程为碰撞平均自由程的 5/4 倍. 取宇宙线质子在大气中的非弹性碰撞平均自由程  $L_p \approx 125$  克/厘米<sup>2</sup>, 反质子在大气中的非弹性碰撞平均自由程  $L_{\bar{p}} \approx 100$  克/厘米<sup>2</sup>. 在我们研究的能区中, 假设 pp 碰撞产

生次级粒子的平均多重性  $\langle n \rangle \approx 20^{[10]}$ , 又因质子或反质子与大气进行一次非弹性碰撞产生次级粒子的平均多重性为 pp 非弹性碰撞产生次级粒子的平均多重性的 1.35 倍<sup>[11]</sup>. 若宇宙线质子以能量  $E_0$  射入大气, 在大气深度  $x$  处产生一个反质子, 我们在大气深度  $x = 700$  克/厘米<sup>2</sup>处测到这个反质子的能量为  $E$ . 由以上分析有

$$E = \frac{E_0(x)}{1.35 \langle n \rangle \cdot 2^{(700-x)/L_p} \cdot 2^{x/L_p} \cdot 2}, \therefore E_0(x) = 2.70 \langle n \rangle 2^{\left[\frac{700}{L_p} + \left(\frac{1}{L_p} - \frac{1}{L_p}\right)x\right]} E.$$

由上式可得

$$\bar{E}_0 = \int_0^{700} E_0(x) dx / \int_0^{700} dx \approx 4400 E.$$

当反质子能量  $E$  处在 10 到 40 GeV 能区时, 相应于  $\bar{E}_0$  的能区为

$$4 \times 10^4 \lesssim \bar{E}_0 \lesssim 10^5 \text{ GeV}.$$

这就说明: 在直到  $10^5$  GeV 的宇宙线能区, pN 碰撞产生反质子的规律与高能加速器能区中 pp 碰撞产生反质子的规律是一致的。

霍安祥、况浩怀和朱清棋同志对此工作提出了有益意见, 作者在此表示衷心感谢。

### 参 考 文 献

- [1] T. K. Gaisser and E. H. Levy, *Phys. Rev.*, D10(1974), 1731.
- [2] G. D. Badhwar et al., *Nature* (G. B.) 274(1978), 137.
- [3] R. L. Golden et al., *Phys. Rev. Lett.*, 43(1979), 1196.
- [4] 袁金奎等, 高能物理与核物理, 2(1978), 478.
- [5] P. Capilupi et al., *Nucl. Phys.*, B79(1974), 189; J. V. Allaby et al., 第四届国际高能碰撞会议录, 2(1972), 85.
- [6] S. N. Ganguli et al., *J. Phys.*, A9(1976), 311.
- [7] S. Hayakawa, "Cosmic Ray Physics" (John Wiley and Sons, H. Y. 1969), 344; 546.
- [8] S. N. Ganguli et al., 第十四届国际宇宙线会议会议录, 7(1975), 2235.
- [9] A. Subramanian et al., *Nuovo Cimento*, 13(1959), 572.
- [10] E. Predazzi, *Riv. Nuovo Cimento*, 2(1979), 11; 35.
- [11] 覃克宇, 高能物理与核物理, 4(1980), 347.

## THE VERTICAL INTENSITY OF THE ANTIPROTON AT THE ATMOSPHERIC DEPTH $x = 700 \text{ g/cm}^2$

QIN KE-YU

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

### ABSTRACT

At the atmospheric depth  $x = 700 \text{ g/cm}^2$ , the vertical intensity of the antiproton is calculated by using the data of the high energy accelerators. The comparison with the experimental result shows that up to energy  $E_0 = 10^5 \text{ GeV}$  of the primary cosmic ray, the law of the pN collision producing antiproton is consistent with the law of the pp collision at the energies of the high-energy accelerators.