

多次散射理论与高能 pp 弹性散射

李扬国 张禹顺 陈晓天 阮图南

(中国科学院高能物理研究所) (中国科学技术大学)

摘 要

本文用复合粒子间的 Glauber 多次散射理论来分析高能 pp 弹性散射。假定质子由三个层子组成。且在入射弹为硬球近似下,层子在质子中形成简单的高斯分布,给出了一次、二次、三次……等多次散射振幅。并用这个结果计算了 $E_p = 200, 280, 1500 \text{ GeV}$ 的弹性散射角分布。结果表明高能量下的 pp 弹性散射可以视为层子与层子之间多次相干散射的结果。

一、前 言

高能 pp 散射是很受人们重视的现象,实验上,当入射质子能量 E_L 大于 100 GeV 时,有几点值得注意:(i) pp 碰撞的总截面随入射能缓慢上升,约比例于 $\ln S$; S 为质心系的总能量的平方^[1]。(ii) pp 弹性散射振幅的实部与虚部的比值 ρ 在 50 至 400 GeV 这一能区有这样的特点^[2], ρ 从 -0.157 ± 0.012 缓缓上升,约在 250 GeV 附近 ρ 跨过零值,随后变为正值很慢上升。(iii) pp 弹性散射出现绕射花纹,人们从 $E_L > 100 \text{ GeV}$ 的实验中见到 $-t \approx 1.4 (\text{GeV}/c)^2$ 处有一个谷,随后出现一个小包,谷的位置随能量上升有极微弱的内移(向小角度处)。小包略向外移,但谷的深度在二、三百 GeV 时比起 1500 GeV 要深得多。在 t 小时微分截面的斜率约为 $11 (\text{GeV}/c)^2$ 但当 $-t > 2 (\text{GeV}/c)^2$ 后,斜率变为 $1.8 (\text{GeV}/c)^{2[3,4]}$ 。

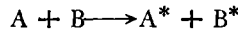
人们都在尝试提出一些模型理论来解释高能 pp 散射现象。自从在基本粒子的研究中提出层子模型以来^[5]。人们坚信基本粒子是有结构的。认为质子等重子是由三个层子构成的。从质子是由一些更基础的粒子——层子所构成的复合粒子系统这一观点出发来认识 pp 散射现象,可以视为是二个复合粒子系统间的散射,它应和核反应中高能重离子散射很相似。在研究高能散射的理论中,多次散射理论获得了相当的成功。在解释前半球的衍射花纹上,由 Glauber 理论发展起来的多次散射理论推广到重离子散射研究上,近年来也引起广泛的注意和发展^[6]。

在这篇文章中,将利用 Glauber 多次散射理论,以层子-层子散射为元过程,研究 pp 弹性散射。它可视为二个复合粒子间的层子与层子的一次、二次、三次……散射的结果。这样一个模型,若泉^[7]曾经讨论过,它在解释 pp 弹性散射出现的第一个谷的现象上得到

了不坏的结果。但他只局限于考虑到三次散射项。近年来,处理复合粒子间的散射有了一些较好的近似方法,它有可能更为方便处理高次散射项的结果。有一个称为硬炮弹近似的方法^[8];即忽略入射复合系统的内部激发的近似处理方法。我们将用同样的近似方法来研究 pp 散射的多次碰撞过程。在第二节中,将导出在层子模型下 pp 弹性散射的多次散射理论的公式。在第三节,将用这些结果去计算分析高能量下的 pp 弹性散射,最后作一些讨论。

二、复合粒子系统间的多次散射

两个复合粒子系统 A 和 B,它们都由多个粒子组成,若我们讨论的是高能量下的碰撞,则在 Glauber 的多次散射近似下,反应



的散射振幅可以写为

$$F_{f,i}(t) = \frac{ik}{2\pi} \Theta_{AB}(t) \int d^3b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \langle f | T(\mathbf{b}; \mathbf{s}'_1, \mathbf{s}'_2, \dots, \mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, \dots) | i \rangle, \quad (1)$$

其中 $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$ 是质心系下系统初态动量 \mathbf{k} 和末态动量 \mathbf{k}' 的动量传递, $k = |\mathbf{k}|$, $t = -q^2$; \mathbf{b} 是 A 与 B 质心间的碰撞距离。B 中粒子的坐标 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_B$; A 中粒子的坐标 $\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \dots, \mathbf{r}'_A$; 它们在垂直入射方向的投影写为 $\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, \dots; \mathbf{s}'_1, \mathbf{s}'_2, \dots$; $\Theta_{AB}(t)$ 是考虑了 A, B 系统自身的质心约束条件下的修正因子。常称它为质心关联部分的贡献, $|i\rangle$, $|f\rangle$ 是 A + B 系统的初、末态。 $T(\mathbf{b}; \mathbf{s}'_1, \mathbf{s}'_2, \dots, \mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, \dots)$ 称为多体系统间的断面函数; 如果二个粒子间的断面函数为 $\Gamma_{ij}(\mathbf{b} - \mathbf{s}'_i + \mathbf{s}_j)$, 则

$$T(\mathbf{b}; \mathbf{s}'_1, \mathbf{s}'_2, \dots, \mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, \dots) = 1 - \prod_{i \in A} \prod_{j \in B} (1 - \Gamma_{ij}(\mathbf{b} - \mathbf{s}'_i + \mathbf{s}_j)). \quad (2)$$

$\Gamma_{ij}(\mathbf{b} - \mathbf{s}'_i + \mathbf{s}_j)$ 与 (i, j) 对粒子间的散射振幅 $f_{ij}(\mathbf{q})$ 的关系为

$$f_{ij}(\mathbf{q}) = \frac{i}{2\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \Gamma_{ij}(\mathbf{b}) \quad (3)$$

或

$$\Gamma_{ij}(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi i} \int e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} f_{ij}(\mathbf{q}) d^2q. \quad (4)$$

若把(2)式展开,它便是按 A 与 B 中粒子的碰撞次数逐级展开的级数。

在研究高能 pp 弹性散射时,我们认为 p 由三个层子组成,因此,pp 散射可以看作两个复合粒子系统的层子与层子间多次散射过程。pp 散射的多次碰撞只在这三个层子间进行。对于前半球散射的角分布,可用(1)式来描述这个多次散射过程的振幅。这个理论需要知道层子-层子间的基本散射振幅 $f_{ij}(\mathbf{q})$ 以及它在质子中的分布函数 $\rho(\mathbf{r}_i)$; 但是,目前人们对它了解甚少。因此,我们只能唯象引进层子的分布函数 $\rho(\mathbf{r}_i)$, 及其振幅 $f_{ij}(\mathbf{q})$; 更恰切地说,例如,层子在质子中的分布函数 $\rho(\mathbf{r}_i)$ 我们取简单的 Gausseum 型即

$$\rho(\mathbf{r}_i) = \left(\frac{\alpha^2}{\pi}\right)^{3/2} e^{-\alpha^2 r_i^2}. \quad (5)$$

层子-层子的散射振幅取为

$$f_{ij}(\mathbf{q}) = \frac{i\sigma(1-i\gamma)}{9(4\pi)} e^{-\frac{1}{2}\beta^2 q^2}. \quad (6)$$

其中 $\alpha, \beta, \gamma, \sigma$ 是相应的参数. α 与层子在质子中分布半径 R 的关系为

$$R = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\alpha},$$

σ 比例于 pp 散射总截面, γ 为层子散射振幅的实部与虚部的比值, 它与 pp 散射的 ρ 值很接近, 关系也很密切. β^2 为斜率参数. 在讨论 pp 弹性散射时, (1) 式的

$$\Psi_i^* \Psi_i = \prod_{i \in B} \rho(\mathbf{r}_i) \prod_{j \in A} \rho(\mathbf{r}_j), \quad (7)$$

那么 (1) 式可写为

$$F_{pp}(t) = \frac{iR}{2\pi} \Theta_{pp}(t) \int d^2b e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \left[1 - \prod_{i=1}^3 \prod_{j=1}^3 \rho(\mathbf{r}_i) \rho(\mathbf{r}_j) \cdot \{1 - \Gamma_{ij}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i + \mathbf{s}_j)\} \right] \prod_{i=1}^3 d^2\mathbf{r}_i \prod_{j=1}^3 d^2\mathbf{r}_j. \quad (8)$$

在研究复合粒子系统的高能散射时, 即使取式 (5)、(7) 这样简单的分布函数, 要严格地计算 (8) 式的多次散射项也是相当困难的. 为此, 我们用如下的近似处理方法: 即第一步计算质子 P 中一个层子与整个质子 P 的多次散射振幅, 在 Glauber 理论下, 它为

$$F_{pi}(\mathbf{q}) = \frac{i}{2\pi} \theta_p(t) \int d^2b e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \left[1 - \prod_{j=1}^3 \rho(\mathbf{r}_j) [1 - \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)] \right] \prod_{j=1}^3 d^2\mathbf{r}_j \\ = \frac{i}{2\pi} \theta_p(t) \int d^2b e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} [1 - [1 - \int d^2\mathbf{q}' f_{ij}(\mathbf{q}') S(\mathbf{q}') e^{i\mathbf{q}' \cdot \mathbf{b}}]^3], \quad (9)$$

其中
$$S(\mathbf{q}) = e^{-q^2/4\alpha^2} \quad (10)$$

第二步以 (9) 式的 $F_{pi}(\mathbf{q})$ 为基本振幅, 按 (4) 式的定义给出 P 与 i 层子的断面函数 $\Gamma_{pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i)$

$$\Gamma_{pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) = \frac{1}{2\pi i} \int d^2q e^{-i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{b} - \mathbf{s}_i)} F_{pi}(\mathbf{q}), \quad (11)$$

这样

$$F_{pp}(t) = \frac{ik}{2\pi} \theta_p(t) \int d^2b e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \left[1 - \prod_{i=1}^3 (1 - \rho(\mathbf{r}_i) \Gamma_{pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i)) \right] \prod_{i=1}^3 d^2\mathbf{r}_i \\ = \frac{ik}{2\pi} \theta_p(t) \int d^2b e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} [1 - \Gamma_{pp}(b)], \quad (12)$$

其中
$$\Gamma_{pp}(b) = [1 - \chi_{pi}(b)]^3, \quad (13)$$

$$\chi_{pi}(b) = \frac{1}{2\pi i} \int d^2\mathbf{q}' e^{i\mathbf{q}' \cdot \mathbf{b}} S(\mathbf{q}') F_{pi}(\mathbf{q}'). \quad (14)$$

$\theta_p(t)$ 是质子修正因子可取如下形式

$$\theta_p(t) = e^{-t/12a^2c}$$

则由 (6) 式不难把 (9) 式算出, 它为

$$F_{pi}(q) = \frac{i}{2} e^{-t/12\alpha^2 c} \left(\frac{2\alpha^2 \beta^2 + 1}{\alpha^2} \right) \cdot \sum_{j=1}^3 C_j^3 \frac{(-1)^{j+1}}{j} \cdot \left(\frac{\sigma(1-i\gamma)}{9 \cdot 2\pi(1+2\alpha^2\beta^2)} \right)^j e^{\frac{(1+2\alpha^2\beta^2)t}{4\alpha^2 j}}, \quad (15)$$

我们在这里引入另一个常数 C ，它是束缚层子质量与质子质量之比的量度。因为质心关联因子 $\theta_A(t)$ ，当复合粒子系统 A 的组成粒子质量为 A 的质量的几分之一时， $\theta_A(t)$ 的贡献是很重要的。若组成粒子的质量比 A 的质量小得多，例如几十分之一，或百分之一，这时 $\theta_A(t) \sim 1$ ，即它可以忽略不计。在研究高能 pp 散射时，我们引入 C ，如 $C=1$ ，则层子的质量是质子质量的 $1/3$ ， $C=2$ 是 $1/6$ ，余类推， $C \gg 1$ 时， $\theta_p(t) \approx 1$ 。这样由 (10)，(15) 得

$$\begin{aligned} \chi_{pi}(b) = & 3 \left(\frac{\sigma(1-i\gamma)}{18\pi} \right) \frac{\alpha^2}{\left(2 + 2\alpha^2\beta^2 - \frac{1}{3C} \right)} \cdot e^{-\frac{a^2}{2+2\alpha^2\beta^2 - \frac{1}{3C}} \cdot b^2} \\ & - 3 \left(\frac{\sigma(1-i\gamma)}{18\pi} \right)^2 \frac{\alpha^4}{(1+2\alpha^2\beta^2) \left(3 + 2\alpha^2\beta^2 - \frac{2}{3C} \right)} e^{-\frac{2\alpha^2}{3+2\alpha^2\beta^2 - \frac{2}{3C}} \cdot b^2} \\ & + \left(\frac{\sigma(1-i\gamma)}{18\pi} \right)^3 \frac{\alpha^6}{(1+2\alpha^2\beta^2) \left(4 + 2\alpha^2\beta^2 - \frac{1}{C} \right)} e^{-\frac{3\alpha^2}{4+2\alpha^2\beta^2 - \frac{1}{C}} \cdot b^2}. \quad (16) \end{aligned}$$

这样由 (13) 式，按多项式展开，极易导出 $\Gamma_{pp}(b)$ 。由 (12) 式对 d^2b 积分便得到 $F_{pp}(t)$ 的表达式，将它按多次碰撞的级数展开为

$$F_{pp}(t) = \theta_p(t) \sum_{n=1}^9 F_{pp}^{(n)}(t), \quad (17)$$

$$F_{pp}^{(1)}(t) = \frac{\sigma(i+\gamma)}{4\pi} e^{\frac{1}{2}d_1 t}, \quad (17.1)$$

$$F_{pp}^{(2)}(t) = i \frac{\sigma^2(i+\gamma)^2}{9 \cdot (4\pi)^2} \left\{ \frac{e^{\frac{1}{2}d_1 t}}{d_1} + \frac{e^{\frac{1}{2}d_2 t}}{d_4} \right\}, \quad (17.2)$$

$$F_{pp}^{(3)}(t) = -\frac{\sigma^3(i+\gamma)^3}{(36\pi)^3} \left\{ \frac{2e^{\frac{1}{2}d_1 t}}{d_1^2} + \frac{2e^{\frac{1}{2}d_2 t}}{d_4^2} + \frac{24e^{\frac{1}{2}\frac{d_1 d_2}{d_5} t}}{d_4 d_5} \right\}, \quad (17.3)$$

$$F_{pp}^{(4)}(t) = -i \left[\frac{\sigma(i+\gamma)}{36\pi} \right]^4 \left[\frac{27e^{\frac{1}{8}d_2 t}}{4d_4^2 d_2} + \frac{9e^{\frac{1}{8}\frac{d_1 d_3}{d_6} t}}{2d_4^2 d_6} + \frac{81e^{\frac{1}{8}\frac{d_1 d_2}{d_8} t}}{4d_1 d_4 d_6} \right], \quad (17.4)$$

$$F_{pp}^{(5)}(t) = \left[\frac{\sigma(i+\gamma)}{36\pi} \right]^5 \left\{ \frac{18e^{\frac{1}{10}\frac{d_3 d_2}{d_7} t}}{5d_4^2 d_7} + \frac{27e^{\frac{1}{10}\frac{d_1 d_3}{d_9} t}}{5d_1 d_4 d_9} + \frac{81e^{\frac{1}{10}\frac{d_1 d_2}{d_8} t}}{5d_2 d_4 d_5} \right\}, \quad (17.5)$$

$$F_{pp}^{(6)}(t) = i \left[\frac{\sigma(i+\gamma)}{36\pi} \right]^6 \left[\frac{e^{\frac{1}{12}d_3 t}}{2d_4^2 d_3} + \frac{9e^{\frac{1}{12}d_2 t}}{2d_3^2 d_2} + \frac{27e^{\frac{1}{12}\frac{d_1 d_2 d_3}{d_{10}} t}}{d_4^2 d_{10}} \right], \quad (17.6)$$

$$F_{pp}^{(7)}(t) = -\left[\frac{\sigma(i+\gamma)}{36\pi} \right]^7 \left[\frac{9e^{\frac{1}{14}\frac{d_1 d_3}{d_{11}} t}}{7d_4^2 d_3 d_{11}} + \frac{27e^{\frac{1}{14}\frac{d_2 d_3}{d_{12}} t}}{7d_4^2 d_2 d_{12}} \right], \quad (17.7)$$

$$F_{pp}^{(8)}(t) = -i \left[\frac{\sigma(i + \gamma)}{36\pi} \right]^8 \frac{9}{8} \cdot \frac{e^{-\frac{1}{16}d_{13}t}}{d_4^5 d_3 d_{13}}, \quad (17.8)$$

$$F_{pp}^{(9)}(t) = \left[\frac{\sigma(i + \gamma)}{36\pi} \right]^9 \frac{1}{9} \frac{e^{-\frac{1}{18}d_3 t}}{d_4^6 d_3^2}. \quad (17.9)$$

其中

$$\begin{aligned} d_1 &= \beta^2 + \frac{6C-1}{9C} R^2, & d_2 &= \beta^2 + \frac{9C-2}{9C} R^2, & d_3 &= \beta^2 + \frac{4C-1}{3C} R^2, \\ d_4 &= \beta^2 + \frac{1}{3} R^2, & d_5 &= \beta^2 + \frac{21C-4}{27C} R^2, & d_6 &= \beta^2 + \frac{5C-1}{6C} R^2, \\ d_7 &= \beta^2 + \frac{17C-4}{15C} R^2, & d_8 &= \beta^2 + \frac{11C-2}{15C} R^2, & d_9 &= \beta^2 + \frac{11C-3}{15C} R^2, \\ d_{10} &= 3\beta^4 + \left(8.5 - \frac{5.5}{3C}\right) \frac{2}{3} \beta^2 R^2 + \left(\frac{23}{9} - \frac{29}{27C} + \frac{1}{9C^2}\right) R^4, \\ d_{11} &= \beta^2 + \left(\frac{16C-3}{21C}\right) R^2, & d_{12} &= \beta^2 + \frac{25C-6}{21C} R^2, \\ d_{13} &= \beta^2 + \frac{13C-3}{12C} R^2, \end{aligned} \quad (18)$$

式中 $F_{pp}^{(1)}(t)$ 是质子-质子中任意一对层子的一次散射振幅, $F_{pp}^{(2)}(t)$ 是二次散射振幅, 它们的碰撞图形如图 1 所示.

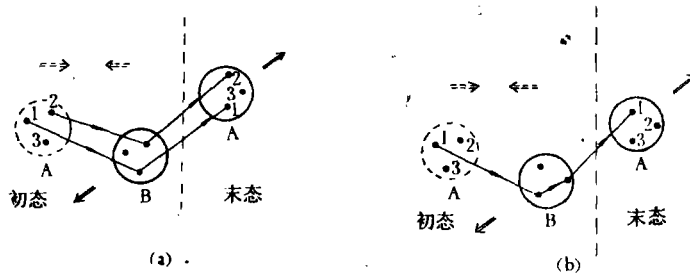


图 1 二次碰撞项示意图

(图 1a) 对应于 $F_{pp}^{(2)}(t)$ 中第一项, (图 1b) 对应于第二项. $F_{pp}^{(3)}(t)$ 是三次散射的振幅, 对应于 (17.3) 中三项的碰撞图形如图 2 中 (a), (b), (c) 所示.

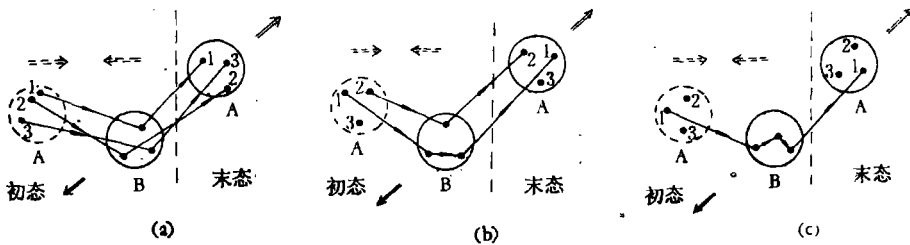


图 2 三次碰撞项示意图

更高次的散射振幅中各项都有相应的碰撞图形。这里我们不一一画出。(17.1-3)式是严格计算各种图形的项数的结果。(17)式就是三个层子与三个层子多次散射的弹性道振幅。高能 pp 弹性散射微分截面为

$$\frac{d\sigma}{d(-t)} = \pi |F_{pp}(t)|^2. \quad (19)$$

下面将选取 R^2 即层子分布半径及其他参数来讨论高能 pp 散射角分布。

三、pp 弹性散射的计算结果

在第一节中,已经列举了实验上质子入射能量 $E_p > 100 \text{ GeV}$ 时, pp 弹性散射的特点。下面,我们将用 (17)、(19) 式给出的多次散射理论公式计算 $E_p = 200, 280$ 和 1500 GeV 时的弹性散射角分布、总截面和虚、实比。

在这些计算中,要选取几个参数。我们的依据是尽可能地解释好 pp 散射的总截面、虚实比、角分布的特征等实验结果。首先是 σ 的选取,对应于上面的三个能量取为 $43 \text{ mb}, 45 \text{ mb}, 47 \text{ mb}$ 。 σ 是比例于 pp 散射总截面 σ_T 的。由于实验上 σ_T 随入射能量上升而缓慢上升;因此从 (17) 式 $t = 0$ 时的值,根据光学定理,可得对应于上面的三个值 $\sigma_T = 39 \text{ mb}, 40.3 \text{ mb}$ 和 41.8 mb 。与 pp 碰撞的结果接近。 γ 值比例于 pp 散射振幅的虚、实比 ρ ; 由于实验上 ρ 值从负值缓慢上升在 250 GeV 附近跨越零点变为正值后缓慢上升。为此,取对应于上面的三个能量下的 α 值为: $-0.022, 0.045$ 和 0.1 。从 (17) 式 $t = 0$ 时,多次散射振幅实部与虚部的值计得 ρ 为: $-0.02, 0.04$ 和 0.09 。前二个数值与实验的结果一致,最后一值,尚未有实验,作为理论的预言。自然, σ_T, ρ 是同时给定 σ, γ 下的计算结果。从图 3-5 中, pp 散射角分布的计算结果与实验的比较可看出,在 $E_p = 200, 280 \text{ GeV}$ 的谷要比 1500 GeV 的谷深得多。多次散射的理论振幅中 γ 值小得到深的谷, γ 值增大,谷渐渐变浅。上面所取的 γ 值能够反映实验上的 ρ 值及对应的谷的深度的关系。在 1500 GeV 时,谷变浅,说明了这时 ρ 值要上升,故取 $\gamma = 0.1$ 。 $R^2 = \langle \gamma^2 \rangle$, R 是层子与质子中心的相对距离。它是反映质子形状因子的参数。由于我们只取一个极简单的高斯型分布,故这里只有一个参数 R^2 。对应于上述三个能量, R 取 $0.58f, 0.58f$ 和 $0.598f$ ($f = 10^{-13} \text{ cm}$)。与文献 [7] 中所取的 R 值接近。 β^2 的选取比较灵活些。从 (17)、(18) 式中可以看出,朝前散射主要是一次散射项的贡献,一次散射振幅的斜率为 d_1 , 它是 β^2 与 R^2 的混合。我们无法给出他们的相对大小。此外, d_1 还是质量比 C 的函数。因此,为了符合小角度的角分布,只能确定 d_1 值,从上面已大致定出的 R 值中再来确定 β^2 及 C 值。对应于上述三个能量,我们取 d_1 值在 $7-7.4 (\text{GeV}/c)^{-2}$ 之间。首先,把层子的质量取 $1/3$ 质子质量,即 $C = 1$ 。我们的计算发现这时质心关联修正是很大的,在动量交换 $-t$ 从 $4-10 (\text{GeV}/c)^2$ 这一段,理论比实验的结果大得多。因此,我们认为应该把束缚在质子中的层子的质量视为远小于质子的质量。图 3-5 的计算结果是 $C \gg 1$ (即不计质心关联修正)和 $C = 4$ (质心关联修正略有贡献)的结果。 $C \gg 1$ 时 d_1 取 $7, 7.2, 7.31 (\text{GeV}/c)^{-2}$ 对应的 β^2 取 $1.4, 1.59, 1.33 (\text{GeV}/c)^{-2}$ 。 $C = 4$ 时取 d_1 为 $7.2, 7.4, 7.4 (\text{GeV}/c)^{-2}$, 对应的 β^2 取 $1.86, 2.06, 1.7 (\text{GeV}/c)^{-2}$ 。这些值的选取是初步的。图 3-5 便是选取了上面这些参数之后的计

算结果。图中除了给出 $C = 4$ 和 $C \gg 1$ 的情况外, 还分别给出了只计算到头三次碰撞项的结果及包含了所有碰撞项的结果。这些结果能够初步的符合实验上出现的第一个谷及随后出现第二个峰的位置。

四、讨 论

图 3—5 是 $E_p = 200, 280, 1500\text{GeV}$ 于上节所给定的数值下的计算结果。看到在 $-t \sim 1.4 (\text{GeV}/c)^2$ 附近出现第一个谷, 随后在 $-t \sim 1.7(\text{GeV}/c)^2$ 附近出现第二个峰, 这与实验结果是一致的。在我们的计算中当 $-t \sim 3(\text{GeV}/c)^2$ 还出现第二个谷。这是层子与层子之间多次散射高于二次以上的碰撞项相干的结果。朝前散射的角分布也落在实验点上; 并且由光学定理能得到 pp 散射总截面 σ_T 上升的结果以及振幅虚、实比 ρ 与实验也很吻合。在这些角分布的图中, 我们给出四条曲线。其中二条是不计质心修正, 二条是考虑质心修正有一定的成分 ($C = 4$) 的结果。我们看到, 质心修正能够在 $-t$ 大时使微分截面的值上升从而更接近实验的趋势。但也正如我们在上节指出的, 如果取更强的质心修正 ($C = 1$), 那么得到的是角分布在 $-t$ 大时比实验还缓慢下降的趋势。从层子模型的观点看质子是由 uud 层子组成的, 而且 u, d 层子束缚在质子中的质量比起质子来几乎可以不计。因此, 我们认为取 $C = 1$ 的结果是不太合理的。考虑弱的质心关联修正, 或忽略质心关联修正是可取的。我们还给出只计算前三次项, 和全部九项的计算结果。这些结果表明: pp 散射前三次碰撞项是重要的, 是主要的贡献项。第四、五次的碰撞项还有一

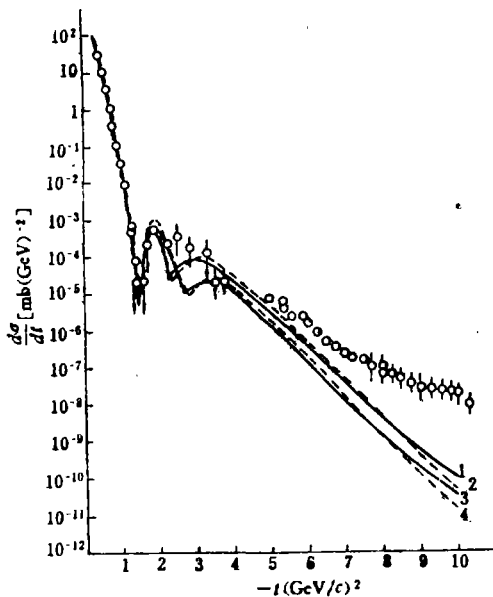


图 3 入射粒子能量为 200GeV 的 pp 弹性散射微分截面
 ○ 表示实验值; 曲线标号 1, 2 是 $C = 4, 3, 4$ 是 $C \gg 1$ 的计算结果; 实线计算到所有项; 虚线计算到三次项

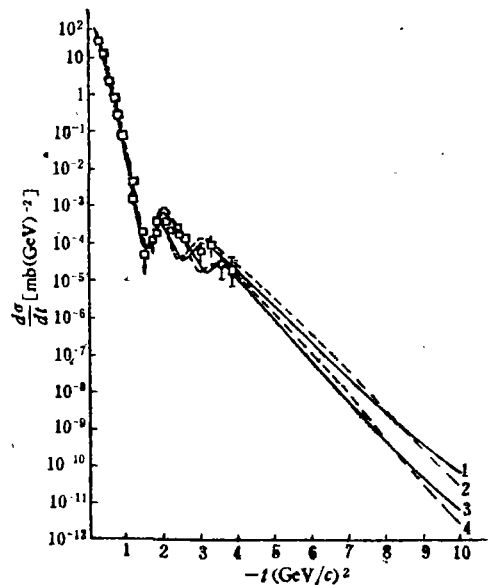


图 4 入射粒子能量为 280GeV 的 pp 弹性散射微分截面
 □ 表示实验值; 曲线标号 1, 2 是 $C = 4, 3, 4$ 是 $C \gg 1$ 的计算结果; 实线计算到所有项; 虚线计算到三次项

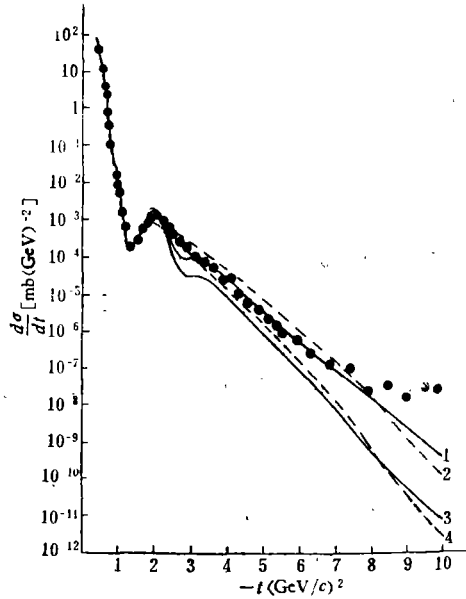


图5 入射粒子能量为1500GeV的pp弹性散射微分截面
 ●表示实验值；曲线标号1、2是 $C=4, 3$ 、4是 $C \gg 1$ 的计算结果；实线计算到所有项；虚线计算到三次项

定的贡献。这些计算表明高于六次以上的碰撞的贡献可以忽略不计。微分截面的计算值当 $-t > 5(\text{GeV}/c)^2$ 时与实验的偏离便越来越大了,但比起若泉^[7]他们的结果,我们偏离比他小。偏离的主要原因是我们取了一个过于简单的高斯型的层子分布函数,如果取更合理的分布函数,或用实验上的形状因子代入,将会有更接近实验的结果;但这时计算将是比较复杂的了。其次,在 $-t$ 大时,我们用的Glauber多次散射理论也需要考虑横向动量传递的修正;例如Fersnel^[9]的修正。这些修正也将增强 $-t$ 大时的微分截面值。这些因素考虑也必定影响第二个谷的位置及其深浅。

我们把质子看成由层子组成的复合粒子系统。高能量下,质子与质子散射是层子与层子之间多次散射的结果。入射质子的波长随能量上升而越来越短,以至在几百、上千GeV入射能量下,它的波长比起质子的有效半径要小得多。因此,层子之间的散射特点便显示出来。pp弹性散射出现谷、峰这些衍射花纹正好说明是多次散射相干的结果。我们的计算结果,基本反映这些特点,说明了质子是一个有结构的由层子组成的系统。

我们所取的几个参数是初步的,我们相信在选取更好的层子分布函数及对多次散射理论作更进一步的改进之后,将会有更完满的结果。

参 考 文 献

- [1] U. Amaldi et al., *Phys. Lett.*, **43B**(1973), 231.
- [2] V. Bartenev et al., *Phys. Lett.*, **31**(1973), 1367.
P. I. Henry et al., *Rev. Mod. Phys.*, **48**(1976), 435.
- [3] H. De Kerrel et al., *Phys. Lett.*, **62B**(1976), 363; **68B**(1977), 374.
- [4] N. Kwak et al., *Phys. Lett.*, **58B**(1975), 233; J. L. Hartmann et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 975.

- [5] 北京基本粒子理论组, 原子能, 第3期(1965), 第7—8期(1966).
[6] R. J. Glauber, *Lectures in Theoretical Physics*, 1(1958), 315, V. Frence, *Phys. Rev.*, C18(1978), 349.
[7] S. Wakaizumi, *Prog. Theor. Phys.*, 52(1974), 1000; 54(1975), 499.
[8] G. K. Varma, *Nucl. Phys.*, A294(1978), 465.
[9] B. Schürmann and W. E. Frahn, *Nucl. Phys.*, B62(1973), 365.

MULTIPLE SCATTERING THEORY AND HIGH ENERGY p-p ELASTIC SCATTERING

LI YANG-GUO. ZHANG YU-SHUN

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

CHEN XIAO-TIAN YUAN TU-NAN

(*University of Science and Technology of China*)

ABSTRACT

In this paper, we use the Glauber theory of multiple scattering in the complex systems to analyse high energy p-p elastic scattering. Suppose that proton consists of three stratoms. Under the rigid projector approximation and supposing that the distribution of stratom in proton is a simple Gaussian we give the first order, second order, third order.....etc. multiple scattering amplitude. With this result, we have calculated the angular distribution of p-p elastic scattering in $E_p=200, 280, 1500$ GeV. These results indicate that p-p elastic scattering can be regared as the multiple scattering between stratoms.