

高能 $p + p(\bar{p})$ 碰撞中 J/ψ 和 γ 的硬衍射产生*

彭宏安¹⁾ 秦克诚
(北京大学物理系 北京 100871)

何祯民
(河北师范大学物理系 石家庄 050016)
1993年9月21日收到

摘 要

讨论从 ISR 到 SSC 能区 $p + p(\bar{p}) \rightarrow p + J/\psi(\gamma) + X$ 过程. 假定 Pomeron(P) 的结构以胶子为主且在小 x 处有 $\frac{1}{x}$ 的行为后, 在 QCD 最低阶计算了两个主要子过程的硬衍射截面和作为背景项的 Drell-Yan 模式的相应截面. 与背景项在高能时随 $\ln S$ 增加不同, 硬衍射项基本上随 $(\ln S)^2$ 增加, 因而在 TeV 能区以上时后者将大大超过前者. 这种性质对其它硬衍射过程具有普适性. 因此如果关于 P 的上述假定正确, 在准确地测定 P 的结构后, 选择适当的硬衍射过程, 可能在超高能时提供探测物理粒子的新实验方法.

关键词 硬衍射散射过程, 玻密子, 胶子分布.

1 引 言

早在六十年代人们就知道强子-强子作用中, 带真空量子数的 Regge 轨迹 Pomeron (P) 在总截面随能量 \sqrt{s} 缓慢增加、小 $|z|$ 时 $\frac{d\sigma}{dt}$ 的分布和单(双)衍射分解等高能软过程中起重要的作用^[1]. 但 P 究竟是什么物理实体, 虽有许多人讨论过^[2], 至今仍不甚清楚. 另一方面近年来 CERN 和 DESY 几个组^[3]分别报道了 $p + p(\bar{p})$ 和 $e + p$ 高能碰撞硬衍射过程实验结果. 这是让一个入射 p (或 \bar{p}) 作准朝前弹性散射 (其动量转移和能量损失都很小) 时测量大横动量喷注、 B 介子产生等典型硬过程. 对它们的理解可参考图 1(a), 底部质子以衍射方式产生一个 P , 然后此 P 再与顶部的 $p(\bar{p})$ 硬碰撞. 对

* 国家自然科学基金、国家教委博士点科学基金及河北省自然科学基金资助.
1) 中国科学院理论物理研究所客座研究人员

此进一步讨论就涉及 P 的结构, 有人^[4]从 P 的唯象学和核子深度非弹分析认为 P 中可能以胶子为主; 也有人从强作用中“相加夸克模型”和弹性 $\frac{d\sigma}{dt}$ 实验分析^[5], 认为 P 相当于同位旋标量 (C 宇称为正) 的光子, 因而应以夸克(反夸克)为主。目前人们较为倾向前一看法, 而实验上对此还不能作出判断。

本文也假定 P 中胶子为主, 在假定了“软”、“硬”两种胶子分布后对高能 $p+p(\bar{p}) \rightarrow p+J/\psi(\Upsilon)+X$ 过程进行分析和讨论。原先已有人^[6]讨论过这问题, 但他们在 $P+p(\bar{p})$ 硬散射环节只算了 $g+g \rightarrow c+\bar{c}$ 或 $b+\bar{b}$, 再由 Semi-local duality 假定求 J/ψ 和 Υ 的产额, 因而其计算和分析过于简单和笼统。与此对照我们在 $P+p(\bar{p})$ 硬散射中, 仔细考虑了两个起主要作用的子过程(见图 2)。为了比较, 还计算了 Drell-Yan 模式的非衍射型“背景”项。计算中让 \sqrt{S} 从 20GeV 40TeV, 覆盖了 ISR 到 SSC 整个能区。发现当能量非常高(例如 $\sqrt{S} \geq 1\text{TeV}$) 时, 硬衍射截面基本上随 $(\ln S)^2$ 增加而非衍射的背景项则随 $\ln S$ 增加。下面着重讨论这一性质, 给出一种解释。指出如果关于 P 结构的假定正确, 这一性质将有实验上的意义。

2 硬衍射散射的程式和唯象学

关于高能 $p+p(\bar{p}) \rightarrow p+J/\psi(\Upsilon)+X$ 过程的说明见图 1(a)。设底部质子作准朝前弹性散射(衍射散射), 按 Regge 极点理论, 头一步近似是认为它与顶部质子(反质子)间交换了一个 P 。此 P 携带的动量转移 $|t|$ 和入射质子纵向动量分数 z 都很小(衍射条件要求 $|t| = (p_2 - p_2')^2 \lesssim 1\text{GeV}^2, z \lesssim 0.1$)。而 J/ψ 和 Υ 等的产生意味着它和顶部质子(反质子)间发生由图 1(b) 表示的硬过程, $P+p(\bar{p}) \rightarrow J/\psi(\Upsilon)+X'$, 因而整个过程的部分子模型说明见图 1(c)。在[7]中已论证了高能时此过程的截面表达式可因子化, 即图 1(c) 可看作为底部质子发射的 P 的传播子与部分子模型图 1(b) 的拼合, 因而其微分截面照图 1(c) 直接写出为^[7]

$$\frac{d\sigma^{\text{diff}}}{dzdz} = \frac{1}{16\pi} |\beta_{PP}(t)|^2 z^{1-2\alpha_P(t)} \int_0^1 dx_{1f_{g/P}}(x_1, \mu) \int_0^1 d\left(\frac{x_2}{z}\right) G_{g/P}\left(\frac{x_2}{z}, t, \mu\right) \cdot d\hat{\sigma}(g+g \rightarrow J/\psi(\Upsilon)+X_h) \quad (1)$$

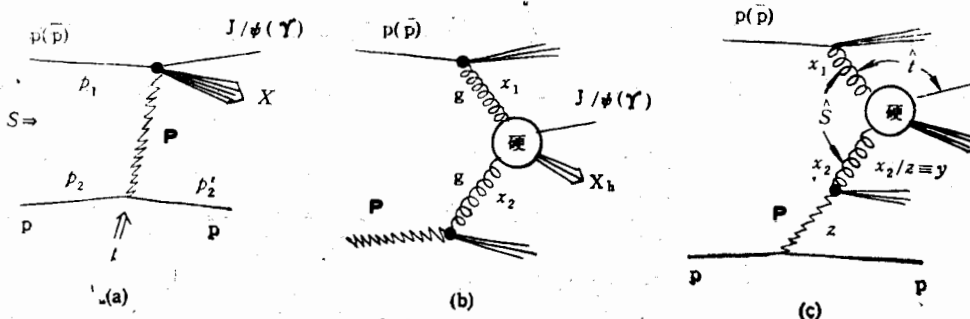


图 1 $p+p(\bar{p}) \rightarrow p+J/\psi(\Upsilon)+X$ 过程示意图

i) $\beta_{PP}(t)$ 是质子(反质子)与 P 之间的“耦合常数”(它与 t 有关, 其量纲为 GeV^{-1}). 由 ISR 能区 $p + p(\bar{p})$ 唯象学分析^[4]知

$$\beta_{PP}(t) = 6.3 \text{mb}^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{6.5 \text{GeV}^{-2} \cdot t}{2}\right) \quad (2)$$

时很好地符合 $|t|$ 小时 $\frac{d\sigma}{dt}$ 的分布.

ii) $\alpha_P(t)$ 代表 P 的 Regge 轨迹. 当 $|t|$ 不太大时它近似为直线,

$$\alpha_P(t) = \alpha_P(0) + \alpha'_P(0)t \quad (3)$$

由高能 $p + p(\bar{p})$ 实验分析定出 $\alpha_P(0) \approx 1 + \varepsilon, \varepsilon = 0.085, \alpha'_P(0) \approx 0.25 \text{GeV}^{-2}$.

iii) 因子 $z^{1-2\alpha_P(t)}$ 是当 S 很大时, 由 t 道散射振幅的 Regge 极点表达式中的 Pomeron 项的传播子的平方. 在[8]中对此有仔细的说明.

iv) $f_{g/P}(x, \mu), G_{g/P}(x, \mu, t)$ 分别是质子、P 的胶子分布函数, μ 为质量标度. $G_{g/P}$ 还与 t 有关, 但一般认为 $|t|$ 小时它是 t 缓变函数而可忽略.

v) $d\hat{\sigma}(g + g \rightarrow J/\psi(\Upsilon) + X_h)$ 是硬子过程截面, 在 QCD 最低阶的子过程中, 图 2(a) 和 2(b) 的贡献最重要, 其余的可以忽略^[9].

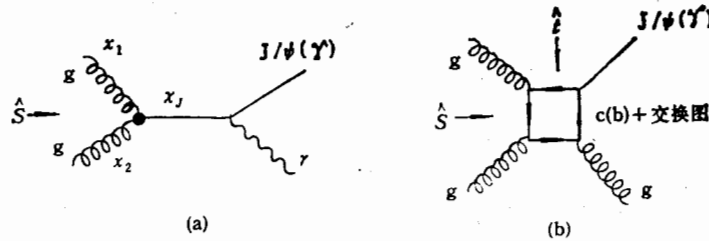


图 2 $g + g \rightarrow J/\psi(\Upsilon) + X_h$ 子过程图

下面对(3)式的 t 积分. 假定了 $G_{g/P}$ 与 t 无关后, (3)中只有前面两因子与 t 有关. 图 1(a) 知 $t_{\max} = 0$ 而衍射条件要求 $|t| \lesssim 1 \text{GeV}^2$, 因而 t 积分是

$$\frac{1}{16\pi} \int_{-1}^0 dz |\beta_{PP}(t)|^2 z^{1-\alpha_P(t)} = 0.27 \frac{1}{z} \quad (4)$$

其中已用到(2)和(3)式并对缓变函数 $\ln z$ 取 $z = 0.1$.

在对(3)式 z 积分中, 注意衍射条件和 z 过程阈值对 \hat{S} 的要求, 得知 z 的上下限分别为 0.1 和 $\frac{m^2}{S}$ (对图 2(a), $m = m_{J/\psi}$, 对图 2(b), $m = m_V$, V 表 J/ψ 或 Υ). 因而产生 J/ψ 或 Υ 的硬衍射过程截面式是

$$\sigma^{\text{diff}}(S) = 2 \times 0.27 \int_{\frac{m^2}{S}}^{0.1} dz \frac{1}{z} \int_0^1 dx_1 f_{g/P}(x_1, \mu) \int_0^1 d\left(\frac{x_2}{z}\right) G_{g/P}\left(\frac{x_2}{z}, \mu\right) \cdot d\hat{\sigma}(g + g \rightarrow J/\psi(\Upsilon) + X_h) \quad (5)$$

右边因子 2 是由于底部质子与顶部质子(反质子)在发射 P 时具对称性. 为了与衍射过程比较, 也要计算 Drell-Yan 的非衍射截面, 是

$$\sigma^{D-\Upsilon}(S) = \int_0^1 dx_1 f_{g/P}(x_1, \mu) \int_0^1 dx_2 f_{g/P}(x_2, \mu) d\hat{\sigma}(g + g \rightarrow J/\psi(\Upsilon) + X_b) \quad (6)$$

3 胶子分布函数、子过程截面和硬衍射截面

由于希望尽可能解析地求积(5)、(6)式,因而对质子中的胶子分布函数,要求不出现非整数的幂次因子,故选择了常用的 Duke-Owens II 组^[10].

$$f_{g/P}(x) = 0.879 \frac{1}{x} (1 + 9x)(1 - x)^4 \quad (7)$$

对于 P 的胶子分布猜测它在小 x 处行为和质子中的类似,都是 $\frac{1}{x}$. 与文献 [11] 相同也

采用了“软”型 $G_{g/P}^s$ 和“硬”型 $G_{g/P}^h$ 两种:

$$\begin{aligned} G_{g/P}^s(x) &= \frac{6}{x} (1 - x)^5 \\ G_{g/P}^h(x) &= \frac{2}{x} (1 - x) \end{aligned} \quad (8)$$

这里将胶子动量归一化到 1, 由于不清楚 P 是否也存在动量求和规则, 故(8)式中系数没有太大意义, 不过这不会在定性上影响结论.

对应图 2 两个子过程的截面在 [9] 中给出. 由图 2(a) 表示的 $g + g \rightarrow \chi_{J(J=0,2)} \rightarrow J/\psi(\Upsilon) + \gamma$ 的截面式,

$$d\hat{\sigma}^{(a)}(\hat{S}) = \frac{(2J+1)\pi^2}{8m_{\chi_J}^3} \Gamma(\chi_J \rightarrow gg) B(\chi_J \rightarrow V + \gamma) \delta\left(\frac{\hat{S}}{m_{\chi_J}^2} - 1\right) \quad (9)$$

其中 $V = J/\psi, \Upsilon, J = 0, 2$, Γ 和 B 分别是 χ_J 态到两胶子的宽度和它衰变到 $V(J/\psi, \Upsilon)$ 加 γ 分支比. 对图 2(b) 表示的色单态模型(或“色漂白”)的单圈图* $g + g \rightarrow V + g$ 讲,

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}^{(b)}(\hat{S}, \hat{t})}{d\hat{t}} &= \frac{5\alpha_s^3(m_V^2)m_V |R_V(0)|^2}{9\hat{S}^2} \\ &\cdot \left[\frac{\hat{S}^2(\hat{S} - m_V^2)^2 + \hat{t}(\hat{t} - m_V^2)^2 + \hat{u}^2(\hat{u} - m_V^2)^2}{(\hat{S} - m_V^2)^2(\hat{t} - m_V^2)^2(\hat{u} - m_V^2)^2} \right] \end{aligned}$$

其中 $R_V(0)$ 是 $V(J/\psi, \Upsilon)$ 的波函数在零点的值. 积分 \hat{t} 得

$$\begin{aligned} d\hat{\sigma}^{(b)}(\hat{S}) &= \frac{5\alpha_s^3(m_V^2)|R_V(0)|^2}{9m_V^5} \left\{ \frac{2(r+1)}{r^2(r-1)} - \frac{4\ln r}{r(r-1)^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2(r-1)}{r(r+1)^2} + \frac{4\ln r}{(r+1)^3} \right\} \\ &\quad \left(r = \frac{\hat{S}}{m_V^2} - x_1 x_2 S / m_V^2 \right) \end{aligned} \quad (10)$$

将(9)代入(5)式并对 $J = 0, 2$ 的态求和得出对应图 2(a) 子过程的 $J/\psi(\Upsilon)$ 硬衍

* 这里并非严格意义上的单圈图, 因为其中连接 $J/\psi(\Upsilon)$ 的两条内线并非传播子, 而是定义在 c (或 b) 夸克的质壳上.

射截面,

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{diff(a)}}(S) = & 2 \times 0.27 \sum_{J=0,2} \frac{(2J+1)\pi^2}{8m_{\chi_{J\nu}}^3} \Gamma(\chi_J \rightarrow gg) B(\chi_J \rightarrow V\gamma) \\ & \cdot \int_{\frac{m_{\chi_{J\nu}}^2}{S}}^{0.1} dz \cdot \frac{1}{z} \int_0^1 dx_1 f_{g/P}(x_1) \int_0^1 d\left(\frac{x_2}{z}\right) G_{g/P}\left(\frac{x_2}{z}\right) \delta\left(x_1 x_2 \frac{S}{m_{\chi_{J\nu}}^2} - 1\right) \end{aligned} \quad (11)$$

类似地将(10)代入(5)式得出对应图 2(b) 子过程的,

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{diff(b)}}(S) = & 2 \times 0.27 \cdot \frac{9\alpha_s^3(m_V^2)|R_V(0)|^2}{5m_V^5} \int_{\frac{m_V^2}{S}}^{0.1} dz \frac{1}{z} \\ & \cdot \int_0^1 dx_1 f_{g/P}(x_1) \int_0^1 d\left(\frac{x_2}{z}\right) G_{g/P}\left(\frac{x_2}{z}\right) \\ & \cdot \left\{ \frac{2(r+1)}{r^2(r-1)} - \frac{4\ln r}{r(r-1)^2} + \frac{2(r-1)}{r(r+1)^2} + \frac{4\ln r}{(r+1)^3} \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

将(9)、(10)式分别代入(6)就得出 $p + p(\bar{p}) \rightarrow J/\psi(\Upsilon) + X$ 的 Drell-Yan 截面,

$$\begin{aligned} \sigma_{D^{\text{(a)}}-\Upsilon}(S) = & \sum_{J=0,2} \frac{(2J+1)\pi^2}{8m_{\chi_{J\nu}}^3} \Gamma(\chi_{J\nu} \rightarrow gg) B(\chi_{J\nu} \rightarrow V\gamma) \\ & \cdot \int_0^1 dx_1 f_{g/P}(x_1) \int_0^1 dx_2 f_{g/P}(x_2) \delta\left(x_1 x_2 \frac{S}{m_{\chi_{J\nu}}^2} - 1\right) \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{D^{\text{(b)}}-\Upsilon}(S) = & \frac{5\alpha_s^3(m_V^2)|R_V(0)|^2}{9m_V^5} \int_0^1 dx_1 f_{g/P}(x_1) \int_0^1 dx_2 f_{g/P}(x_2) \\ & \cdot \left\{ \frac{2(r+1)}{r^2(r-1)} - \frac{4\ln r}{r(r-1)^2} + \frac{2(r-1)}{r(r+1)^2} + \frac{4\ln r}{(r+1)^3} \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

计算中所用各物理量均可在文献[9]中找到。

4 结果与讨论

当质子和 P 的胶子分布函数分别取(7)式和(8)式后,与图 2(a) 子过程相应的截面(11)和(13)式完全可以解析积出。由 $G_{g/P}^S(x)$ 得的硬衍射积分是

$$\begin{aligned} & \int_{u^{-1}}^{0.1} dz \frac{1}{z} \int_0^1 dx_1 f_{g/P}(x_1) \int_0^1 d\left(\frac{x_2}{z}\right) G_{g/P}^S\left(\frac{x_2}{z}\right) \delta(x_1 x_2 u - 1) \\ & = 3(\ln u)^2 + \left(-29.216 + 1500 \frac{1}{u} + 9 \times 10^4 \frac{1}{u^2} + 10^6 \frac{1}{u^3}\right) \\ & \quad + 2.625 \times 10^6 \frac{1}{u^4} + 1.08 \times 10^6 \frac{1}{u^5} \ln u + 67.908 \\ & \quad - 8203.9 \frac{1}{u} - 2.8223 \times 10^5 \frac{1}{u^2} - 1.7026 \times 10^6 \frac{1}{u^3} \\ & \quad - 4.5054 \times 10^5 \frac{1}{u^4} + 2.4212 \times 10^6 \frac{1}{u^5} \end{aligned} \quad (15)$$

由 $G_{g/P}^h(x)$ 得的是

$$\begin{aligned} & \int_{u^{-1}}^{0.1} dz \cdot \frac{1}{z} \int_0^1 dx_1 f_{g/p}(x_1) \int_0^1 dx_2 \left(\frac{x_2}{z}\right) G_{g/p}^h\left(\frac{x_2}{z}\right) \delta(x_1 x_2 u - 1) \\ &= (\ln u)^2 + \left(-7.172 + 100 \frac{1}{u}\right) \ln u + 11.322 - 338.58 \frac{1}{u} \\ &+ 1500 \frac{1}{u^2} - 5555.5 \frac{1}{u^3} + 14853 \frac{1}{u^4} - 18000 \frac{1}{u^5} \end{aligned} \quad (16)$$

而相应的 Drell-Yan 截面中的积分是

$$\begin{aligned} & \int_0^1 f_{g/p}(x_1) dx_1 \int_0^1 f_{g/p}(x_2) dx_2 \delta(x_1 x_2 u - 1) \\ &= \left(1 + 25 \frac{1}{u} + 900 \frac{1}{u^2} + 2500 \frac{1}{u^3} + 1225 \frac{1}{u^4} + 81 \frac{1}{u^5}\right) \ln u \\ &- 0.56667 - 154.167 \frac{1}{u} - 1800 \frac{1}{u^2} - 333.33 \frac{1}{u^3} + 1954.17 \frac{1}{u^4} \\ &+ 333.9 \frac{1}{u^5} \end{aligned} \quad (17)$$

其中 $u = \frac{S}{m_{X_V}^2}$, $V = (J/\psi, \Upsilon)$ 。与图 2(b) 子过程相应的截面(12)和(14)式无法解析积出。

将计算得的截面随 \sqrt{S} 的变化分别画在图 3 (J/ψ 粒子) 和图 4 (Υ 粒子) 上, 取 \sqrt{S} 从 20GeV 到 40TeV, 这覆盖了 ISR 到 SSC 大段能区。由这两个图并结合(15)–(17)式, 可以看出:

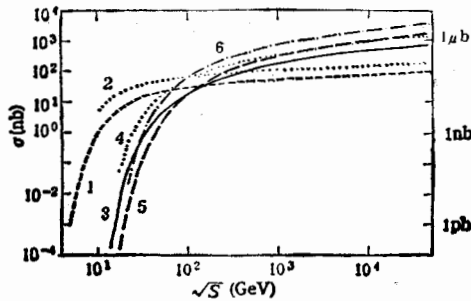


图 3 各种 J/ψ 截面随 \sqrt{S} 变化
曲线 1、2 分别对应 $\sigma_{p^2_Y}(S)$ 和 $\sigma_{p^2_\psi}(S)$; 3、5 分别对应取图 2(b) 时硬型 $G_{g/p}^h$ 和软型 $G_{g/p}^s$ 得的 $\sigma_{diff(b)}(S)$; 4、6 分别对应取图 2(a) 时硬型 $G_{g/p}^h$ 和软型 $G_{g/p}^s$ 的 $\sigma_{diff(a)}(S)$

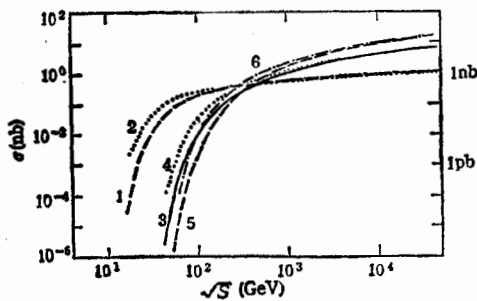


图 4 各种 Υ 截面随 \sqrt{S} 变化
曲线边数字代表的截面与图 3 的相同。

(1) 不论是对硬衍射还是对背景项, 也不论是取 $G_{g/p}^s$ 还是取 $G_{g/p}^h$, 对应图 2(a) 的曲线总与图 2(b) 的相应曲线在随 \sqrt{S} 增长上有相同的形状, 它们数值上前者一般比后者大 3—4 倍。这表明对应图 2(a) 的截面随 \sqrt{S} 变化的解析式((15)–(17)式)应该在定性上能反映图 2(b) 的情况, 也可由图 3、4 看出。此外当 $\sqrt{S} > 100\text{GeV}$, 取 $G_{g/p}^s$

时得出的截面都比取 $G_{z/P}^h$ 时的相应截面随 \sqrt{S} 增长更快一些。靠近 SSC 能区时,前者一般是后者的 2—3 倍。这与通常 Drell-Yan 过程中核子的胶子分布函数取软硬不同时的结论相同。

(2) 关于 $\sigma^{\text{diff}}(S)$ 与 $\sigma^{\text{D-Y}}(S)$ 随能量变化的差异。由图 3、4 看出,不论对软型 $G_{z/P}^s$ 还是硬型 $G_{z/P}^h$ 讲, \sqrt{S} “很小”(几十 GeV)时 $\sigma^{\text{diff}}(S)$ 比 $\sigma^{\text{D-Y}}(S)$ 小几个量级,但随能量增加这种差距迅速缩小,当 $\sqrt{S} \approx 100\text{GeV}$ 二者大致相等了。此后随能量增加差距情况反转过来,在 TeV 超高能区(这时对 J/ψ 和 Υ 讲, $u = \frac{S}{m_V^2}$ 分别大于 10^5 和 10^4) $\sigma^{\text{D-Y}}(S)$ 按(17)式基本上是 $\ln S$ 增加,而 $\sigma^{\text{diff}}(S)$ 按(15)或(16)式则大致是 $(\ln S)^2$ 增加,因此后者会比前者大得多,例如当 \sqrt{S} 到 SSC 的 40TeV 时,对于取硬型 $G_{z/P}^h$ 讲 σ^{diff} 是 $\sigma^{\text{D-Y}}(S)$ 的 7 倍多 (J/ψ) 和 6 倍多 (Υ); 而对取软型 $G_{z/P}^s$ 讲,前者几乎是后者的 20 倍 (J/ψ) 和 15 倍 (Υ)!

超高能时硬衍射过程的截面随 $(\ln S)^2$ 的增加并不违背从 S 矩阵么正性和解析性分析得的关于截面随能量增加的 Froissart 限制,同时也与高能时强作用总截面基本上随 $(\ln S)^2$ 幂次增加的实验事实相洽。

关于 $\sigma^{\text{diff}}(S)$ 随 $(\ln S)^2$ 型增加是容易理解的。由于硬衍射过程总含有 $(x_1, \frac{x_2}{z}, z)$ 的三重积分并且假定了 $G_{z/P}(x)$ 在小 x 处也有 $\frac{1}{x}$ 的行为,因此当 \sqrt{S} 不断增大时,各种积分的权重都迅速向积分下限靠紧。结合图 1(c) 可以看出在这点上有点类似于微扰 QCD 中讨论核子中软胶子发射时遇到的情况:积分时多一次卷积,就多出 \ln 因子。因此超高能时 $\sigma^{\text{diff}}(S)$ 比 $\sigma^{\text{D-Y}}(S)$ 多出一个 $\ln S$ 因子就是很自然的事。这里还指出,上面的分析都只涉及到硬子过程以外的其它部分而与是何种硬子过程无关,因此它们对各种硬衍射过程讲应该是普适的。

最后想再次强调本文的基本假定: Pomeron 有部分子结构,其中以胶子为主并且它的分布在小 x 处有 $\frac{1}{x}$ 的行为。如果这些假定基本上正确,则在 TeV 能区以上硬衍射截面将比背景项大一个量级。这在实验上可能很有意义:适当选择硬衍射过程后,在超高能区可以利用它有效地探测到(例如 t 夸克、Higgs 粒子等)各种物理粒子。

参 考 文 献

- [1] A.C. Irving et al., *Phys. Rep.*, **34**(1977) 117. K. Goulianos, *Phys. Rep.*, **101**(1983)169; *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, **12**(1990)110.
- [2] F.E. Low, *Phys. Rev.*, **D12**(1975)163. S. Nussinov, *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1975), 1286. J.F. Gunion and D.E. Soper, *Phys. Rev.* **D15**(1977) 2617.
- [3] UA8 Collab., R. Bonino et al., *Phys. Lett.*, **B211**(1988)239; A. Brandt et al., *Phys. Lett.*, **B297**(1992)417. ZEUS Collab., M. Derrick et al., DESY 93—093.
- [4] G. Ingelman and P.E. Schlein, *Phys. Lett.*, **B152**(1985)256.
- [5] A. Donnachie and P.V. Landshoff *Nucl. Phys.* **B303** (1988)634
- [6] H. Fritzsche and K.H. Streng, *Phys. Lett.*, **B164**(1985)391

- [7] E.L. Berger et al., *Nucl. Phys.*, **B286**(1987)704.
 [8] P.D.B. Collins, "Regge theory and high energy physics", *Chap.* 10 p. 321.
 [9] V.Barger and A.D. Martin, *Phys. Rev.*, **D31** (1985)1051.
 [10] D. Duke and J. Owens, *Phys. Rev.*, **D30**(1984)49.
 [11] S.P. Baranov and N.P. Zotov, DESY 92-145; G. Ingelman and K. Prgtz, *Zeit. Phys.*, **C58** (1993)285.

Hard Diffractive Production of Heavy Flavors in High Energy $p + p(\bar{p})$ Collisions

Peng Hongan Qin Kecheng

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)

He Zhenmin

(Department of Physics, Hebei Teachers' University, Shijiazhuang 050016)

Received on September 21, 1993

Abstract

The $p + p(\bar{p}) \rightarrow p + J/\psi(Y) + X$ processes for energies ranging from ISR to SSC are discussed. Assuming that Pomeron(P) have parton distributions and dominated by gluons with behavior as $\frac{1}{x}$ when x is small, we calculate carefully the cross sections for the above hard diffractive processes and of "background" Drell-Yan processes by taking two main sub-diagrams in the lowest order of QCD. In contrast to $\ln S$ increasing with S for the background cross sections, the hard diffractive ones increase as $(\ln S)^2$, hence the latter would be greatly beyond the former at TeV energies. We shown that this property is universal for other hard diffractive processes. So, if our assumptions about P are right, they would provide a new method for detecting physical particles at superhigh energies.

Key words hard diffractive scattering processes, Pomeron, gluon distributions.