

高能 $p + p(\bar{p})$ 碰撞中双重 Pomeron 交换和 $J/\psi, \Upsilon$ 产生过程*

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)

1993-10-04收稿

摘 要

讨论高能 $p + p(\bar{p}) \rightarrow p + p(\bar{p}) + J/\psi(\Upsilon) + X$ 双衍射硬产生过程。假定 Pomeron (P) 中以胶子分布为主且小 x 处有 $\frac{1}{x}$ 的行为后, 计算了截面随能量 \sqrt{s} 的变化, 比较了它们与单衍射(单个 P 交换)硬过程和非衍射 Drell-Yan 相应过程的截面随 \sqrt{s} 的变化。得出双衍射硬过程与单衍射时相似, 在超高能 (TeV 以上) 区截面基本上都是以 $(\ln S)^2$ 增加, 指出了这在实验中可能具有的意义。

关键词 双衍射硬产生过程, P 中胶子分布, 高能碰撞。

1 引 言

在高能强作用软过程中, 具有真空量子数的 Regge 轨迹 Pomeron (P) 起十分重要的作用, 同时也积累了许多有关 P 的唯象知识^[1]。但从 QCD 和部分子模型考察它时, 虽已有许多讨论^[2], 至今仍不甚清楚它究竟是什么物理客体。近年来 CERN 和 DESY 的几个组发表了高能时让一个入射 $p(\bar{p})$ 作衍射散射而测量大横动量喷注、B 介子产生和末态快度分布中大间隙等硬衍射过程的实验^[3]。对这些过程人们一般用单个 P 交换 (SPE) 加 P 与 $p(\bar{p})$ 硬碰撞的机制解释^[4]。在前文^[5]曾就与此有关的另一过程 $p + p(\bar{p}) \rightarrow p + J/\psi(\Upsilon) + X$ 作过讨论。本文进一步讨论类似 $e + e(\bar{e})$ 碰撞中由双光子产生强子集团图像的高能双衍射——双重 P 交换 (DPE) 过程。这儿入射的 P 和 $p(\bar{p})$ 各作准朝前弹性散射(见图 1(a)), 它们在散射后的 $x_{Fi} \left(\equiv \frac{2p'_{iH}}{\sqrt{s}} \right)$ 很接近 1 (入射

* 国家自然科学基金、教委博士点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。

值)且动量转移 $t_i(\equiv(p_i - p'_i)^2)$ 很小 ($|t_i| \lesssim 1\text{GeV}^2$)。按 Regge 极点理论,这时 P 和 $p(\bar{p})$ 相互作用的一种方式就是各自发射一个 $|t_i|$ 和纵向动量分数 $z_i(\equiv(1 - |x_{Fi}|))$ 都很小的 P , 然后这两个 P 再相互作用。

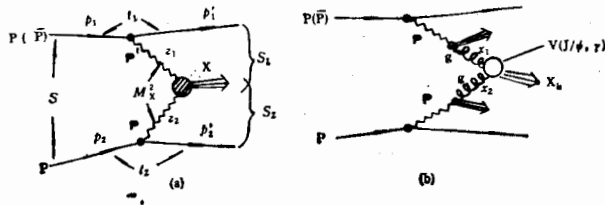


图 1 高能 $p + p(\bar{p})$ 碰撞 DPE 过程示意图
(a) $P + P \rightarrow X$ 总体作用 (b) $P + P \rightarrow J/\psi(\gamma) + X'$ 硬散射

早在七十年代在 ISR 上就发现了许多 DPE 过程。这些实验都证实了 Regge 极点理论对 DPE 过程的一些预言^[1]: 如集团 X 的质谱(准到 $O(\ln S)$) 与 \sqrt{S} 无关、与入射强子品种无关、具有味 SU_3 对称性等。这些性质都表明对应图 1(a) 过程的截面表达式是因子化的。

随着能量 \sqrt{S} 不断增加, 根据 SPE 时已存在硬碰撞实验和对它的解释, 预料这儿 P - P 之间也会出现(部分子之间的)硬碰撞。因而集团 X 中就会出现如本文讨论的 $J/\psi(\gamma)$ 产生(图 1(b))。这当然涉及到关于 P 的部分子结构和硬子过程的计算。这个过程已有人讨论过^[6], 他们假定了 P 中以胶子分布为主, 但在分析硬散射环节时只计算了 $g + g \rightarrow c + \bar{c}$ (或 $b + \bar{b}$) 图形, 然后用半定域二元性方法估算了 J/ψ 和 γ 的产额, 因而其计算和分析都过于简单和笼统。本文用文献[5]关于 P 中部分子分布的基本假定, 即 P 中以胶子为主且在小 x 处有 $\frac{1}{x}$ 的行为并具体假定了硬型和软型的两种胶子分布。在计算 $g + g \rightarrow J/\psi(\gamma) + X$ 硬子过程中考虑了图 2 表示的两个主要过程, 文献[7]已证实, 用它们能满意地解释 J/ψ 产生过程中各种实验数据。计算中有意多作解析的推导, 因而对截面随 \sqrt{S} 变化的可能函数形式有较具体的了解, 这对结果的分析很有好处。 \sqrt{S} 能取 100GeV 到 40TeV 因而覆盖了 SPPS 到 SSC 整个能区。将结果与相应的 SPE 过程和 Drell-Yan 过程截面作了比较, 指出了在关于 P 的上述假定下, $p + p(\bar{p})$

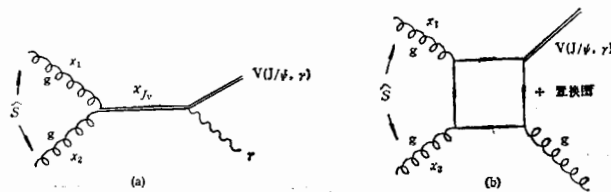


图 2 $g + g \rightarrow J/\psi + X_1$ 子过程

双衍射硬过程截面随 \sqrt{S} 的变化性质及其可能的实验上的意义。

2 硬 DPE 过程的程式和截面

DPE 过程运动学要求图 1(a) 中 $0 < z_{1,2} \lesssim 0.1$ (对应 $x_{P1,2} \gtrsim 0.9$) 且 $|t_1|, |t_2|$ 值与 S, S_1, S_2 和 M_X^2 相比都至少小两个量级。而硬衍射的 DPE 过程则还要求 $P+P$ 部分满足微扰 QCD 和部分子模型的要求。中心集团 X 的不变质量 M_X^2 在 $|t_i|$ 近似为零时是

$$M_X^2 \approx (1 - |x_{P1}|)(1 - |x_{P2}|)S = z_1 z_2 S \quad (1)$$

按因子化规则和 Regge 极点理论关于 P 的顶点和传播子描述, DPE 过程(图 1(a))的微分截面是^[8]

$$S_1 S_2 \frac{d^4 \sigma}{dS_1 dS_2 dt_1 dt_2} = \frac{1}{4} \sigma_{PP}^{tot}(t_1, t_2, M_X^2) g_N^2(t_1) g_N^2(t_2) \cdot \left(\frac{S}{S_1}\right)^{2(\alpha_P(t_1)-1)} \left(\frac{S}{S_2}\right)^{2(\alpha_P(t_2)-1)} \quad (2)$$

其中 $g_N^2(t) = g_N^2(0) e^{R_N^2 t}$ 是与 t 有关的 pPp 顶点耦合常数(量纲 GeV^{-1}), $\sigma_{PP}^{tot}(t_1, t_2, M_X^2)$ 是 P-P 总截面。当 $M_X^2 \gg m_N^2$ 时由光学定理和 Regge 极点理论, 得知 σ_{PP}^{tot} 与三重 P 顶点 $\gamma(t)$ (量纲 GeV^{-1}) 之间的关系(见图 3)。

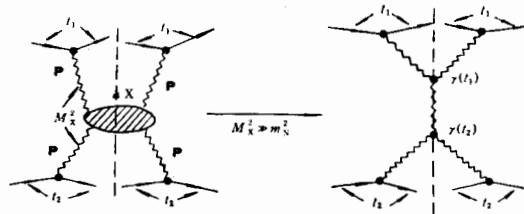


图 3 P-P 作用的光学定理和 M_X^2 大时相应 Regge 极限

$$\sigma_{PP}^{tot}(t_1, t_2, M_X^2) \Big|_{M_X^2 \rightarrow \infty} \approx 8\pi \gamma(t_1) \gamma(t_2) \quad (3)$$

实验表明 $\gamma(t)$ 基本上与 t 无关因而 σ_{PP}^{tot} 只是 M_X^2 的函数。对应图 1 或图 3 中 P 的传播子为 $\left(\frac{S}{S_i}\right)^{\alpha_P(t_i)-1}$ ($i=1,2$), 因此(2)式出现 $\left(\frac{S}{S_1}\right)^{2(\alpha_P(t_1)-1)} \left(\frac{S}{S_2}\right)^{2(\alpha_P(t_2)-1)}$ 因子。将(2)式对 t_1, t_2 积分后得

$$S_1 S_2 \frac{d^2 \sigma}{dS_1 dS_2} = \frac{1}{4} \sigma_{PP}^{tot}(M_X^2) g_N^4(0) \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{[2(\alpha_P(t_1)-1) \ln(\frac{S}{S_1}) + R_N^2 t_1]} \cdot \int_{-\infty}^0 dt_2 e^{[2(\alpha_P(t_2)-1) \ln(\frac{S}{S_2}) + R_N^2 t_2]} \quad (4)$$

因已知 $\alpha_P(t) \approx \alpha_P(0) + \alpha'_P(0)t \simeq 1 + \alpha'_P(0)t$, 代入得

$$S_1 S_2 \frac{d^2 \sigma}{dS_1 dS_2} = \frac{\sigma_{PP}^{tot}(M_X^2) g_N^4(0)}{4 \left(2\alpha'_P \ln\left(\frac{S}{S_1}\right) + R_N^2\right) \left(2\alpha'_P \ln\left(\frac{S}{S_2}\right) + R_N^2\right)} \quad (5)$$

由图 1(a) 知,

$$S_1 = (1 - |x_{F2}|)S = \frac{M_X^2}{(1 - |x_{F1}|)}, \quad S_2 = (1 - |x_{F1}|)S = \frac{M_X^2}{(1 - |x_{F2}|)},$$

故 x_{F1}, x_{F2} 固定时 $d \ln S_2 = d \ln M_X^2$, 因而上式改写为:

$$\frac{d^2\sigma}{dS_1 dM_X^2} = \frac{\sigma_{PP}^{i0}(M_X^2)g_N^4(0)}{4S_1 M_X^2 \left(2\alpha'_P \ln\left(\frac{S}{S_1}\right) + R_N^2\right) \left(2\alpha'_P \ln\left(\frac{S(1 - |x_{F2}|)}{M_X^2}\right) + R_N^2\right)} \quad (6)$$

当 $S \gg M_X^2$ 时,

$$\left(2\alpha'_P \ln\left(\frac{S(1 - |x_{F2}|)}{M_X^2}\right) + R_N^2\right) \approx \left(2\alpha'_P \ln\left(\frac{S}{M_X^2}\right) + R_N^2\right).$$

代入上式后再对 S_1 积分。由衍射条件要求 x_{Fi} 很接近 1, 取 $x_{Fi} \geq c$, (参数 $c = 0.9$)。从 S_1 与 S 和 M_X^2 的关系得知, S_1 积分上下限分别为 $(1 - c)S$ 和 $\frac{M_X^2}{1 - c}$, 因此得出

$$\frac{d\sigma}{dM_X^2} = \frac{\sigma_{PP}^{i0}(M_X^2)g_N^4(0)}{8M_X^2\alpha'_P \left(2\alpha'_P \ln\left(\frac{S}{M_X^2}\right) + R_N^2\right)} \ln \left(\frac{2\alpha'_P \ln\left(\frac{(1 - c)S}{M_X^2}\right) + R_N^2}{2\alpha'_P \ln\left(\frac{1}{1 - c}\right) + R_N^2} \right) \quad (7)$$

以上结果基本上属于高能软过程范畴。

当讨论 P-P 的硬碰撞过程时, 从图 1(a) 或图 3 可以看到, 由于有因子化规则^[9], 只需将给定的硬过程的半内含 (semi-inclusive) 截面顶替(7)式中的 $\sigma_{PP}^{i0}(M_X^2)$ 就得出所要的结果。对图 1(b),

$$\frac{d\sigma}{dM_X^2} = \frac{g_N^4(0)\sigma_{P+P \rightarrow V+X'}(M_X^2)}{8M_X^2\alpha'_P \left(2\alpha'_P \ln\left(\frac{S}{M_X^2}\right) + R_N^2\right)} \cdot \ln \left(\frac{2\alpha'_P \ln\left(\frac{(1 - c)S}{M_X^2}\right) + R_N^2}{2\alpha'_P \ln\left(\frac{1}{1 - c}\right) + R_N^2} \right) \quad (8)$$

计算(8)中 $\sigma_{P+P \rightarrow V+X'}$ 时用到和[5]中一样的关于 P 的两种胶子分布函数:

$$G_{g/P}^s(x) = \frac{6}{x} (1 - x)^5 \quad (\text{软型}) \quad (9)$$

$$G_{g/P}^h(x) = \frac{2}{x} (1 - x) \quad (\text{硬型})$$

再由部分子模型得

$$\sigma_{P+P \rightarrow V+X'}(M_X^2) = \int_0^1 dx_1 G_{g/P}(x_1) \int_0^1 dx_2 G_{g/P}(x_2) d\hat{\sigma}(g + g \rightarrow V + X_h) \quad (10)$$

将(10)式代入(8)式得出对应图 1(b) 的质谱公式:

$$\frac{d\sigma}{dM_X^2} = \frac{g_N^4(0)}{8M_X^2\alpha'_P \left(2\alpha'_P \ln\left(\frac{S}{M_X^2}\right) + R_N^2\right)} \cdot \ln \left(\frac{2\alpha'_P \ln\left(\frac{(1 - c)S}{M_X^2}\right) + R_N^2}{2\alpha'_P \ln\left(\frac{1}{1 - c}\right) + R_N^2} \right) \cdot \int_0^1 dx_1 G_{g/P}(x_1) \int_0^1 dx_2 G_{g/P}(x_2) d\hat{\sigma}(g + g \rightarrow V + X_h) \quad (11)$$

对应图 2(a) 子过程, 截面为

$$d\sigma_V^{(a)}(\hat{S}) = \frac{(2J+1)\pi^2}{8m_{\chi_V}^3} \Gamma(\chi_{J_V} \rightarrow gg) B(\chi_{J_V} \rightarrow V\gamma) \delta\left(\frac{\hat{S}}{m_{\chi_V}^2} - 1\right) \quad (12)$$

$V = J/\psi, \Upsilon, \chi_{J_V}$ 是重夸克偶素中的 $^3P_{0,2}$ 态粒子。 Γ 和 B 分别是 χ_{J_V} 到 $2g$ 的宽度和衰变到 $V + \gamma$ 的分支比。 对应图 2(b) 子过程截面为

$$d\sigma_V^{(b)}(\hat{S}) = \frac{5\alpha_s^3(m_V^2) |R_V(0)|^2}{9m_V^5} \left\{ \frac{2(r+1)}{r^2(r-1)} - \frac{4\ln r}{r(r-1)^2} + \frac{2(r-1)}{r(r+1)^2} + \frac{4\ln r}{(r+1)^2} \right\} \quad r = \hat{S}/m_V^2 \quad (13)$$

上式中 $R_V(0)$ 是 $V(J/\psi, \Upsilon)$ 非相对论性波函数在坐标原点的值。 由图 1(b) 和图 2 知 $\hat{S} = x_1 x_2 M_X^2$ 。 (12) 和 (13) 式中各有关物理量可见 [7]。

在对 (11) 式 M_X^2 积分时, 注意到 $M_X^2 \lesssim (1-c)^2 S$ 而参数 C 已选定为 0.9 后, 就知道它的积分上限是 0.015; 由图 1 和图 2 看出 M_X^2 积分下限是子过程的阈值 $M_{X_T}^2$, 对图 2(a), $M_{X_T}^2 = m_{\chi_V}^2$, 对图 2(b), $M_{X_T}^2 = m_V^2$ 。 这样, 高能时 $p + p(\bar{p}) \rightarrow p + p(\bar{p}) + V + X$ 过程的截面是

$$\sigma_V(S) = \int_{M_{X_T}^2}^{0.015} dM_X^2 \frac{d\sigma}{dM_X^2} = \int_1^{0.015/M_{X_T}^2} d\mu \frac{d\sigma}{d\mu} \quad \left(\mu = \frac{M_X^2}{M_{X_T}^2}\right) \quad (14)$$

为了便于分析, 先看看是否可以解析积出 (14) 式。 对于图 2(a), 相应的部分子积分项

$$I^{(a)}(\mu) = \int_0^1 dx_1 G_{g/P}(x_1) \int_0^1 dx_2 G_{g/P}(x_2) \delta(x_1 x_2 \mu - 1)$$

可以积出, 对应 (9) 式的 $G_{g/P}^h$ 和 $G_{g/P}^s$ 分别可得

$$I^{(a)h}(\mu) = 4 \left(1 + \frac{1}{\mu}\right) \ln \mu - 8 + 8 \frac{1}{\mu} \quad (15a)$$

$$I^{(a)s}(\mu) = 36 \left(1 + 25 \frac{1}{\mu} + 100 \frac{1}{\mu^2} + 100 \frac{1}{\mu^3} + 25 \frac{1}{\mu^4} + \frac{1}{\mu^5}\right) \ln \mu - \frac{822}{5} - 1950 \frac{1}{\mu} - 2400 \frac{1}{\mu^2} + 2400 \frac{1}{\mu^3} + 1950 \frac{1}{\mu^4} + \frac{822}{5} \frac{1}{\mu^5} \quad (15b)$$

当 μ 很大 ($\mu \gtrsim 10^4$) 时, $I^{(a)h}(\mu)$ 和 $I^{(a)s}(\mu)$ 基本上以 $\ln \mu$ 方式增加。

用 [7] 中给出的有关数据算出

$$\sum_{J=0,2} \frac{(2J+1)\pi^2}{8m_{\chi_V}^3} \Gamma(\chi_J \rightarrow gg) B(\chi_J \rightarrow V\gamma) = \begin{cases} 12.543 \text{nb}(J/\psi) \\ 8.202 \times 10^{-2} \text{nb}(\Upsilon) \end{cases}$$

再用 [6] 给出的 $\alpha'_p(0) = 0.25 \text{GeV}^{-2}$, $g_N(0) = 1.8 \text{GeV}^{-1}$ 以及 $R_N^2 = 3.5 \text{GeV}^{-2}$, 算出对应图 2(a) 的截面:

$$\sigma_{J/\psi}^{(a)}(S) = 131.67 \text{nb} \int_1^{\frac{S}{1225}} d\mu \frac{1}{\mu \left(\ln \left(\frac{S}{\mu} \right) + 4.4945 \right)}$$

$$\cdot \ln \left(\frac{\ln \left(\frac{S}{u} \right) + 2.1919}{9.3026} \right) \cdot I^{(a)}(u) \quad (16)$$

$$\sigma_V^{(a)}(S) = 0.8610 \text{nb} \int_1^{\frac{S}{9800}} du \frac{1}{u \left(\ln \left(\frac{S}{u} \right) + 2.4150 \right)} \cdot \ln \left(\frac{\ln \left(\frac{S}{u} \right) + 0.1123}{9.3026} \right) \cdot I^{(a)}(u) \quad (17)$$

下面考察当 S 大时 $\sigma_V^{(a)}(S)$ 的行为。由(15a)和(15b)知, 在(16)、(17)式积分下限 $u=1$ 时 $I^{(a)h_1}(u)=0$, 而 u 大时基本项为 $\ln u$, 因此 $I^{(a)}(u)$ 在积分中是从零开始而非常缓慢增加的函数。而(16)、(17)式中余下的被积函数部分只有

$$\frac{1}{u} \cdot \frac{1}{\ln \left(\frac{S}{u} \right) + 4.4945 \text{ (或 } 2.4150)} \lesssim \frac{1}{u} \cdot \frac{1}{4.4945 \text{ (或 } 2.4150)}$$

随 u 增加有明显变化。当 S 很大 ($S \geq 10^6 \text{GeV}^2$) 时 u 积分上限也很大, 这时 $\sigma^{(a)}(S)$ 的行为大致是

$$\sigma_V^{(a)}(S) \sim \int_1^{0.01S/M_{x_T}^2} \frac{du}{u} \ln u \sim \left(\ln \frac{S}{100 M_{x_T}^2} \right)^2$$

因此在 TeV 能区它基本上随 $(\ln S)^2$ 而增加。

对应图 2(b) 的部分子积分项

$$I^{(b)}(u) = \int_0^1 dx_1 G_{g/P}(x_1) \int_0^1 dx_2 G_{g/P}(x_2) \cdot \left\{ \frac{2(r+1)}{r^2(r-1)} - \frac{4 \ln r}{r(r-1)^2} + \frac{2(r-1)}{r(r+1)^2} + \frac{4 \ln r}{(r+1)^2} \right\} (r \equiv x_1 x_2 u) \quad (18)$$

无法解析积出。由[7]可算出

$$\frac{5\alpha_s^3(m_V^2) |R_V(0)|^2}{9m_V^5} = \begin{cases} 7.489 \text{nb} (J/\psi) \\ 0.1054 \text{nb} (\Upsilon) \end{cases}$$

这样, 对应图 2(b) 的截面

$$\sigma_{J/\psi}^{(b)}(S) = 78.617 \text{nb} \cdot \int_1^{\frac{S}{961}} du \frac{I^{(b)}(u)}{u \left(\ln \left(\frac{S}{u} \right) + 4.7372 \right)} \ln \left(\frac{\ln \left(\frac{S}{u} \right) + 2.4346}{9.3026} \right) \quad (19)$$

$$\sigma_V^{(b)}(S) = 1.1064 \text{nb} \cdot \int_1^{\frac{S}{9025}} du \frac{I^{(b)}(u)}{u \left(\ln \left(\frac{S}{u} \right) + 2.4970 \right)} \ln \left(\frac{\ln \left(\frac{S}{u} \right) + 0.1948}{9.3026} \right) \quad (20)$$

由(18)式知道, 在 $\sigma_V^{(b)}(S)$ 中应计算对应 $G_{g/P}^h$ 和 $G_{g/P}^s$ 两种。注意在(19)、(20)式中除 $I^{(b)}(u)$ 外, 其余因子与(16)、(17)式几乎全同。

3 结果与讨论

图4和图5给出了 $\sigma_V^{\text{DPE}}(S) \equiv \sigma_V^{\psi}(S) + \sigma_V^{\phi}(S)$ 随 \sqrt{S} 的变化,同时也画出[5]中得出的 $p + p(\bar{p}) \rightarrow p + V + X$ 过程的 $\sigma_V^{\text{SPE}}(S)$ 和 Drell-Yan 过程的相应项 $\sigma_V^{\text{D-Y}}(S)$. 下面提出两点看法:

(1) 由图4、5看出, \sqrt{S} 小时 $\sigma_V^{\text{DPE}}(S)$ 比相应的 $\sigma_V^{\text{SPE}}(S)$ 小得多, 随 \sqrt{S} 增加二者差距迅速缩小, 在 SSC 能区时差不多相等. 由于只画出 \sqrt{S} 到 40 TeV 的结果, $\sigma_V^{\text{DPE}}(S)$ 还未能显示饱和现象. 不过按照上节关于 $\sigma_V^{\psi}(S)$ 的分析以及计算得出的 $\sigma_V^{\phi}(S)$ 随 \sqrt{S} 的行为与 $\sigma_V^{\psi}(S)$ 的十分相似这一事实, 相信 $\sigma_V^{\text{DPE}}(S)$ 在 \sqrt{S} 很大时将与 $\sigma_V^{\text{SPE}}(S)$ 一样, 都有 $(\ln S)^2$ 型的极限行为. 因此也不会违背强作用 S 矩阵理论中的 Froissart 极限和 $\sigma_{pp}^{\text{tot}}(S)$ 随 $(\ln S)$ 幂次缓慢增加的实验事实. 另一方面, 在超高能 TeV 能区它们却都比“背景项” $\sigma_V^{\text{D-Y}}(S)$ ——它随 \sqrt{S} 是 $\ln S$ 增加——大得多. 因此如果关于 P 的基本假定正确, 则在超高能区可以利用 DPE (以及 SPE) 硬过程截面的这种行为, 选择适当的过程后, 有效地探测期待发现的各种粒子. 关于这一点将在其它文中讨论.

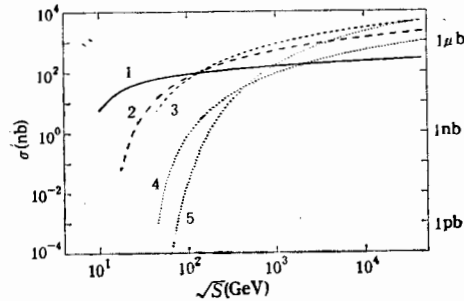


图4 各种 J/ψ 产生截面随 \sqrt{S} 的变化
曲线1到5分别代表 $\sigma^{\text{D-Y}}(S)$ 、 $\sigma^{\text{SPE}}(S)$ (硬型)、 $\sigma^{\text{SPE}}(S)$ (软型)、 $\sigma^{\text{DPE}}(S)$ (硬型)和 $\sigma^{\text{DPE}}(S)$ (软型)

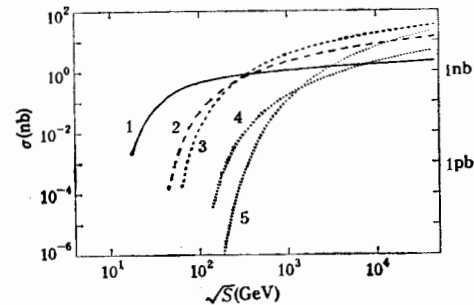


图5 各种 Y 产生截面随 \sqrt{S} 的变化
曲线旁数字代表的截面与图4的相对应

(2) 不论是 σ_V^{DPE} 还是 σ_V^{SPE} , G^+ 型胶子分布的截面当 \sqrt{S} 小时总比 G^h 型的小; \sqrt{S} 增到 TeV 附近时二者差不多大, 而最终前者超过了后者. 在 SSC 能区一般讲 G^+ 型的截面比 G^h 型的大 2—3 倍. 这种软硬分布带来的差异和用普通强子讨论各种深度非弹过程时情况相同. 它表明碰撞能量愈高时, 愈靠近小 x 处的分布愈起作用. 因此确切测定 P 中的部分子分布, 特别是在小 x 处有怎样的行为是极重要的. 如果 P 是照 [10] 所主张的以胶子为主而它又类似于普通强子, 则小 x 处有 $\frac{1}{x}$ 行为似乎是合理的. 反之如 P 是 [11] 所主张它类似于同位旋标量 (C 宇称为正) 的光子, 则它应以 $q(\bar{q})$ 为主且小 x 处行为就与上面假定的很不相同, 因而有关 $\sigma_V^{\text{DPE}}(S)$ 、 $\sigma_V^{\text{SPE}}(S)$ 的行为就可能改变

很大。有关这点将在另外文章中仔细讨论。

作者感谢雷奕安同志在绘图时的协助。

参 考 文 献

- [1] K. Goulianos, *Phys. Rep.*, **101**(1983); *Nucl. Phys.*, B. Proc. Suppl., **12**(1990) 110.
- [2] F. E. Low, *Phys. Rev.*, **D12**(1975) 163; S. Nassinov, *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1975) 1286; J. F. Gunion & 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. Dorrick et al. DESY 93-093.
- [4] G. Ingelman, *Nucl. Phys.*, **B18e**(Proc. Suppl.) (1990), 172.
- [5] 彭宏安、秦克城、何祯民, 高能物理与核物理, 18(1994), 1078.
- [6] K. H. Streng, *Phys. Lett.*, **166B**(1986) 443.
- [7] V. Barger, A. D. Martin, *Phys. Rev.*, **D31**(1985) 1051.
- [8] A. B. Kaidalov, *Phys. Rep.*, **50**(1979) 157.
- [9] E. L. Berger et al., *Nucl. Phys.*, **B286**(1987) 704.
- [10] G. Ingelman, P. Schlin, *Phys. Lett.*, **152B**(1985) 256.
- [11] A. Donnachie, P. V. Landshoff, *Nucl. Phys.*, **B303**(1988) 634.

Double Pomeron Exchange and $J/\psi, Y$ Production Processes 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 Teacher's University, Shijiazhuang 050016)

Received 4 October 1993

Abstract

The double diffractive $J/\psi, Y$ hard production processes $p + p(\bar{p}) \rightarrow p + p(\bar{p}) + J/\psi(Y) + X$ is discussed. Assuming that Pomeron has parton distributions and dominated by gluons with behavior as $1/x$ when x is small, the energy dependance of the cross section, σ_V^{DPE} for above processes is calculated and compared with both the cross section of single diffractive hard scattering σ_V^{SPE} and of Drell-Yan processes $\sigma_V^{\text{D-Y}}$. It is shown that the σ_V^{DPE} is similar with σ_V^{SPE} and increases as $(\ln S)^2$ at superhigh energies. It is emphasized that this character may provide a new method for detecting physical particles at energy ranges of SSC.

Key words double diffractive hard scattering processes, gluon distribution function of Pomeron, high energy collisions.